



Filtration des particules issues des moteurs Diesel par matrices fibreuses plongées dans un champ électrique

Raphaël Boichot

► To cite this version:

Raphaël Boichot. Filtration des particules issues des moteurs Diesel par matrices fibreuses plongées dans un champ électrique. Génie des procédés. Université de Savoie, 2005. Français. NNT: . tel-00263658

HAL Id: tel-00263658

<https://theses.hal.science/tel-00263658>

Submitted on 12 Mar 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université de Savoie
Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Chambéry

Thèse

Présentée dans le but d'obtenir le titre de

Docteur de l'Université de Savoie

Spécialité

Génie des Procédés

Filtration des particules issues des moteurs Diesel par matrices fibreuses plongées dans un champ électrique

Par

Raphaël BOICHOT

Soutenance non-publique le 1^{er} avril 2005, devant le jury composé de :

**D. BEMER
A. BERNIS
S. EYMERIE
E. GONZE
D. THOMAS
P. TOCHON**

Ingénieur chargé de recherche INRS Vandœuvre : rapporteur
Professeur à l'Université de Savoie
Chef de Projet à la Direction de la Recherche Renault
Maître de Conférence à l'Université de Savoie
Professeur à l'Université de Nancy : rapporteur et président
Ingénieur de Recherche au CEA de Grenoble

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes parents qui m'ont soutenu tout au long de mes études, qui furent finalement bien plus longues et imprévues que je le pensais. Il y a 9 années je me destinais à devenir laborantin en biologie... Leur soutien moral m'a permis de passer nombres d'étapes difficiles sur la voix de mon accomplissement personnel et professionnel.

Je remercie l'ANRT pour le financement confortable que j'ai perçu pendant ces trois années de doctorat.

Je remercie la société Renault pour la confiance qu'elle m'a accordé et en particulier Stéphane EYMERIE et Sabine CALVO. Je mesure la chance qui m'a été donnée d'être encadré par des personnes aussi impliquées, ouvertes et compétentes. Je remercie globalement toute la folle équipe « dépoll » du 64240, à savoir Pierre, François, Lomig, Xavier, Pierrick, Jean-Michel et bien sûr Christian pour les fructueuses séances de travail et le soutien logistique en toutes occasions.

Je remercie mon directeur de Thèse Alain BERNIS, pour ses avis éclairés et ses idées novatrices. Le corps professoral de l'Université de Savoie, et en particulier Yves GONTHIER, fut d'un grand secours tant pour son expertise sur de nombreux domaines scientifiques que pour la liberté qui m'a été laissée dans mon étude au cours de ces trois années. Je remercie également Olivier ROMÉYER pour l'accès sans délais au MEB en toutes circonstances, et le personnel de l'Université de Savoie en général pour sa compétence.

Je remercie l'équipe du banc six du CERTAM de Rouen et en particulier Mathias LEFLAMAND et Frantz GOURIOU, l'un pour sa grande expérience des pannes moteurs et sa patience incroyable, l'autre pour ses tuyaux sur la dépollution et les particules diesel. J'ai beaucoup apprécié le travail avec ces deux personnes. Je remercie aussi bien sûr Denis, Olivier, Lionel et Pascal pour leur aide précieuse.

Enfin et non des moindres, je tiens à remercier mes amis qui m'ont soutenu ou encouragé dans ma vie dissolue de chercheur, à savoir Vincent, Pascal et Matthieu. Un grand merci aussi à ma petite Ma Ying pour son soutien dans la dernière ligne droite.

Une thèse n'est rien sans remise en cause permanente et sans discussions philosophiques. Je tiens donc tout particulièrement à remercier Thierry GOLDIN, technicien de la halle technique de son état, pour les délires du vendredi (et des autres jours d'ailleurs), ses spots de morilles et les apéros au soleil couchant en regardant l'Épine.

Résumé

La filtration des particules diesel est un enjeu industriel et environnemental majeur depuis la découverte des effets cancérogènes de ces particules et l'avènement des réglementations drastiques Euro IV (2005) et V (2008-2010). Le but de cette étude est de montrer la faisabilité industrielle d'une filtration de ces particules sur un support métallique fibreux plongé dans un champ électrique. Le procédé prend la forme d'un électrofiltre fil-cylindre à contre-électrode poreuse à travers de laquelle passe tout le gaz traité. Il a été montré que ce procédé pouvait avantageusement être utilisé comme agglomérateur de particules et permettait un glissement de taille d'un facteur 50 des particules diesel. Le procédé, de par sa conception originale, permet de travailler avec des temps de séjour de quelques millisecondes et avec une forte intensité énergétique, ce qui entraîne par conséquent un volume extrêmement réduit compatible avec un montage sur véhicule. Sur un plan technique, le filtre électrostatique s'est montré peu tributaire des matériaux utilisés, en terme de matrices filtrantes et d'électrodes haute tension, mais très influencé par contre par la polarité de la haute tension et la qualité de l'isolation électrique. Les derniers essais avec un montage optimisé ont permis d'obtenir des abattements minimums de 90% en nombre de la phase particulaire submicronique diesel sur cycle NEDC avec des surconsommations carburant estimées de moins de 1%, ce qui correspond à peu près à une énergie volumique de 1 Joule par litre de gaz traité. Cette étude a permis de mettre au point un modèle mathématique de l'agglomérateur intégrant les toutes dernières avancées sur les méthodes numériques de résolution des équations de Maxwell en présence de charge espace, sur la prise en compte de la turbulence et sur le traitement des particules diesel comme amas fractaux. Le procédé est actuellement dans une phase d'industrialisation très avancée.

Summary

The filtration of diesel particulate matter is a major industrial and environmental stake, since the discovery of carcinogenic effects of this kind of particles and the advent of Euro IV (2005) and Euro V (2008-2010) regulations. The aim of this study is to point out the industrial practicability of filtration of this particles by a fibrous media immersed in an electric field. The global shape of this process is a wire-to-cylinder electrostatic precipitator with an porous earth collecting electrode, the whole flow passing through it. It was shown that this process is essentially an agglomerator and not a filter, and that it allows an increase by 50 of the mean diameter of particles. The process, by its completely new and original shape, allows to work with only several milliseconds of residence time. The energetic intensity is so important that the whole volume is compatible with an installation on vehicles. On a technical point of view, the efficiency of this electrostatic agglomerator depends only little on the fibrous matrices or high voltage electrodes used. It is in return very influenced by the quality of electric insulation by ceramic plugs between the canning and high voltage electrodes, and by the discharge polarity. During the last tests with a very optimised agglomerator, we obtain a decrease of 90% in number of the submicronic particulate matter (on a NEDC cycle), with a fuel over-consumption of less than 1%, which corresponds to an "volumic energy" of about 1 Joule per litre. A mathematical model of agglomerator was constructed during this study, integrating the last recent improvements in numeric simulation of Maxwell's equations in presence of space charge, integrating the particle turbulence and taking into account the fractal dimension of diesel aerosol particles. The process is nowadays in an advanced industrialisation stage.

Sommaire

SOMMAIRE.....	1
NOTATIONS.....	4
ACRONYMES	7
INTRODUCTION.....	9
CHAPITRE I : LES PARTICULES DIESEL, ETAT DE L'ART	11
1. GRANULOMETRIE DES PARTICULES DIESEL	11
2. FORMATION ET COMPOSITION DES PARTICULES DIESEL	12
2.1. Formation.....	12
2.2. Composition	13
3. TOXICOLOGIE DES PARTICULES DIESEL	14
4. LEGISLATION EN VIGUEUR	15
5. BIBLIOGRAPHIE.....	17
CHAPITRE II : LES ELECTROFILTRIS, ASPECTS THEORIQUES ET PRATIQUES	19
1. INTRODUCTION	19
2. HISTORIQUE	19
3. FONCTIONNEMENT.....	19
4. MODELES D'EFFICACITE GLOBALE	20
5. LA DECHARGE COURONNE	22
5.1. La décharge couronne : description qualitative.....	22
5.1.1. Décharge négative	23
5.1.2. Décharge positive	24
5.1.3. Glow corona, streamer corona.....	24
5.1.4. Structure du Streamer.....	24
5.2. La décharge couronne et l'avalanche électronique : description quantitative	25
6. COURBES INTENSITE-POTENTIEL	27
6.1. Gradient de disruption	27
6.2. Courant en géométrie fil-cylindre	28
6.3. Courant en géométrie fil-plaque	29
7. MOBILITE IONIQUE DES ESPECES POSITIVES ET NEGATIVES.....	30
8. METHODE GENERALE DE RESOLUTION, EQUATIONS DE MAXWELL ET SIMPLIFICATION DU PROBLEME	30
8.1. Espace inter-électrodes et équations de Maxwell	30
8.2. Solutions analytiques et approchées pour le champ électrique en géométrie fil-cylindre	32
8.3. Solutions numériques des équations de Maxwell dans la zone de dérive : cas général.....	33
8.4. Conditions aux limites.....	36
9. TECHNOLOGIES EXISTANTES DE FILTRES ELECTROSTATIQUES A PARTICULES DIESEL : PUBLICATIONS ET BREVETS	36
9.1. Publications.....	36
9.2. Brevets (depuis 1980).....	39
10. BIBLIOGRAPHIE.....	41
CHAPITRE III : PHYSIQUE DES PARTICULES	43
1. INTRODUCTION	43
2. DETAIL DES APPROCHES EULERIENNES ET LAGRANGIENNES : CHOISIR SA METHODE	43
3. NOTIONS DE BASE DE LA METHODE LAGRANGIENNE – BILAN DES FORCES SUR UNE PARTICULE	45
3.1. Forces de traînée.....	46
3.2. Forces électrostatiques	47
3.2.1. Force de Coulomb	47
3.2.2. Force image.....	48
3.2.3. Force de dipôle	48
3.3. Forces de Van der Waals	49
3.4. Conclusion sur les forces appliquées aux particules.....	50

4.	CHARGE DES PARTICULES	50
4.1.	<i>Charge de saturation et charge par effet de champ</i>	51
4.1.1.	Généralités.....	51
4.1.2.	Théorie de Pauthenier et Moreau-Hannot	52
4.1.3.	Cas d'un champ électrique non uniforme.....	52
4.1.4.	Théorie de Cochet : charge de saturation	52
4.2.	<i>Charge par effet diffusionnels et régime de transition</i>	53
4.3.	<i>Charge totale : approche de Gallimberti et Kim</i>	53
4.4.	<i>Cas des particules non sphériques</i>	54
4.4.1.	Charge par effet de champ en champ homogène.....	54
4.4.2.	Charge par effet de champ et par diffusion en champ non homogène.....	56
5.	AGGLOMERATION DES PARTICULES	56
6.	BIBLIOGRAPHIE.....	59
CHAPITRE IV : ADHESION DES PARTICULES ET RELARGAGE		61
1.	INTRODUCTION	61
2.	FORCES DE VAN DER WAALS	61
3.	FORCES ELECTROSTATIQUES	62
4.	RELARGAGE DES PARTICULES	62
4.1.	<i>Equilibre des forces</i>	62
4.1.1.	Données préliminaires.....	62
4.1.2.	Envol de la particule.....	63
4.1.3.	Glissement de la particule	64
4.2.	<i>Equilibre des moments</i>	65
4.3.	<i>Données expérimentales</i>	66
5.	MODELE MATHEMATIQUE.....	68
6.	BIBLIOGRAPHIE.....	69
CHAPITRE V : MATERIEL ET METHODE.....		71
1.	PROBLEMATIQUE GENERALE.....	71
2.	PILOTES DE FILTRATION	72
2.1.	<i>Introduction</i>	72
2.2.	<i>Matrices filtrantes</i>	72
2.3.	<i>Historique des changements : pilotes utilisés</i>	73
2.3.1.	Pilote n°1	73
2.3.2.	Pilote n°2 échelle 1/10.....	74
2.3.3.	Pilote n°3 échelle 1/1.....	75
3.	BANCS MOTEURS DE VALIDATION	76
3.1.	<i>Banc moteur du CERTAM de Rouen</i>	76
3.1.1.	Commentaires sur le granulomètre ELPI	78
3.1.2.	Commentaires sur le granulomètre SMPS	79
3.1.3.	Commentaires sur le réflectomètre AVL 415.....	79
3.1.4.	Nécessité d'un banc moteur échelle 1/10	81
3.2.	<i>Banc moteur du LOCIE de Chambéry</i>	81
3.3.	<i>Mode opératoire</i>	83
4.	LE PROBLEME DE LA POLARITE DE FILTRATION.....	83
5.	BIBLIOGRAPHIE.....	85
CHAPITRE VI : EFFICACITE DE FILTRATION ET INFLUENCE DES PARAMETRES.....		87
1.	PROBLEMATIQUE GENERALE.....	87
2.	ORDRES DE GRANDEUR	88
3.	RESULTATS PRELIMINAIRES	89
3.1.	<i>Capacité de stockage</i>	89
3.2.	<i>Efficacité au cours du temps</i>	89
3.3.	<i>Pertes de charge</i>	90
4.	COURBES INTENSITE-POTENTIEL	91
4.1.	<i>Tension positive</i>	91
4.2.	<i>Tension négative</i>	94
5.	ETUDE PARAMETRIQUE.....	96
5.1.	<i>Influence de l'épaisseur du medium filtrant</i>	97

5.2.	<i>Influence de la composition des matrices.....</i>	98
5.2.1.	Essais réalisés sur le banc moteur multicylindres	99
5.2.2.	Essais réalisés sur le banc moteur monocylindre	115
5.3.	<i>Influence du diamètre de l'électrode de faible rayon de courbure.....</i>	115
5.4.	<i>Influence de la température.....</i>	118
5.5.	<i>Influence du niveau de suie</i>	122
5.6.	<i>Influence de la polarité</i>	124
5.7.	<i>Synthèse des résultats.....</i>	128
6.	PILOTAGE A PUISSANCE VOLUMIQUE CONSTANTE SUR LE PROTOTYPE ECHELLE 1 : ESSAIS SUR CYCLE NORMALISE	130
6.1.	<i>Introduction.....</i>	130
6.2.	<i>Essais sur points stabilisés.....</i>	130
6.3.	<i>Descriptif du cycle NEDC : essais sans suies</i>	135
6.4.	<i>Déroulement d'un cycle et stratégie de régulation</i>	137
6.5.	<i>Efficacité sur cycles en fonction de la puissance injectée</i>	138
6.6.	<i>Modifications effectuées.....</i>	142
7.	CONCLUSION SUR LES ESSAIS D'EFFICACITE	145
8.	BIBLIOGRAPHIE.....	147
	CHAPITRE VII : RELARGAGE DES PARTICULES, CARACTERISATION DES AMAS.....	149
1.	INTRODUCTION	149
2.	MATERIEL ET METHODE.....	149
2.1.	<i>Sur points stabilisés.....</i>	149
2.2.	<i>Sur cycle.....</i>	151
3.	RESULTATS SUR POINTS STABILISES.....	151
3.1.	<i>Masse volumique effective des particules diesel</i>	152
3.2.	<i>Granulométrie approchée</i>	156
4.	RESULTATS SUR CYCLE DYNAMIQUE	158
5.	COMMENTAIRE SUR L'INTERET DE L'AGGLOMERATEUR EN TANT QUE MESURE DE TRAITEMENT DES GAZ D'ECHAPPEMENT DIESEL	160
6.	BIBLIOGRAPHIE.....	161
	CONCLUSION.....	163
1.	CONCLUSION GENERALE	163
2.	BILAN PROFESSIONNEL	164

Notations

A_H	constante de Hamaker	J
A_p	maître couple	m^2
b	distance fil-plaque	m
C	concentration particulaire	m^{-3}
C_c	coefficient de correction de Cunningham	SD
C_D	coefficient de force de traînée	SD
C_m	concentration massique	$kg.m^{-3}$
C_{ov}	paramètre de recouvrement	SD
d	diamètre équivalent des molécules de gaz	m
d_{ae}	diamètre aérodynamique	m
d_{agg}	diamètre d'un agglomérat de particules	m
d_c	diamètre de la buse impacteur	m
d_f	diamètre de fibre	m
d_m	diamètre de mobilité	m
d_p	diamètre de particule	m
d_p^+	diamètre de particule sans dimension	SD
d_{pore}	diamètre de pore	m
d_{pp}	diamètre de particule primaire	m
D_e	coefficient de diffusion électronique	$m^2.s^{-1}$
De	nombre de Deutsch	SD
Df	dimension fractale	SD
D_{ion}	coefficient de diffusion des ions	$m^2.s^{-1}$
D_p	coefficient de diffusion de particule	$m^2.s^{-1}$
$D_{p,B}$	coefficient de diffusion brownien particulaire	$m^2.s^{-1}$
$D_{p,T}$	coefficient de diffusion turbulent particulaire	$m^2.s^{-1}$
E	champ électrique	$V.m^{-1}$
E_0	gradient de disruption	$V.m^{-1}$
E_1	champ électrique contre les plaques collectrices	$V.m^{-1}$
E_∞	champ électrique autour d'une particule	$V.m^{-1}$
E_v	énergie volumique	$J.m^{-3}$
f	facteur de rugosité de l'électrode de faible rayon de courbure	SD
f_r	facteur de friction	SD
I	courant total	A
I_t	intensité de turbulence	SD
J	courant surfacique	$A.m^{-2}$
k	perméabilité	m^2
k_b	constante de Boltzmann	$J.K^{-1}$
k_g	facteur pré-fractal	SD

k_L	facteur pré-fractal modifié	SD
K	paramètre d'impaction inertiel	SD
K_m	coefficient d'agglomération brownien	$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$
l_{\min}	distance minimale d'adhésion	m
L	longueur de l'électrofiltre	m
L_a	longueur projetée d'un amas fractal	m
L_{dim}	dimension caractéristique de l'écoulement	m
L_k	échelle géométrique de turbulence	m
m_g	masse moyenne d'un atome du gaz	kg
m_{ion}	masse moyenne d'un ion	kg
m_p	masse de la particule	kg
M_{air}	masse molaire moyenne des molécules d'air	$\text{kg}.\text{mol}^{-1}$
M_m	masse molaire moyennée	$\text{kg}.\text{mol}^{-1}$
M_{ion}	masse molaire des ions	$\text{kg}.\text{mol}^{-1}$
$M_{particule}$	masse molaire d'une particule ou d'un ion	$\text{kg}.\text{mol}^{-1}$
n_e	nombre d'électrons dans une avalanche	SD
n_n	nombre d'ions négatifs dans une avalanche	SD
n_p	nombre d'ions positifs dans une avalanche	SD
N	concentration des atomes neutres dans l'air	m^{-3}
N_a	nombre d'Avogadro	mol^{-1}
N_{ion}	concentration volumique des ions	m^{-3}
N_m	nombre de mobilité	SD
N_p	nombre de sphérules primaires dans un agglomérat	SD
P	pression absolue	Pa
Pe	nombre de Peclet	SD
P_u	puissance électrique couronne	W
q_e	charge d'un électron	A.s
q_f	charge d'une fibre	A.s
q_{ion}	charge d'un ion	A.s
q_{\max}	charge de saturation d'une particule	A.s
q_p	charge de la particule	A.s
Q_m	débit massique de filtration	kg/s
Q_v	débit volumique de filtration	$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$
r_{ae}	rayon aérodynamique	m
r_c	rayon de la couronne	m
r_{eff}	rayon d'amas efficace en régime moléculaire libre	m
r_g	rayon de giration d'un agglomérat de particules	m
r_{geo}	rayon géométrique, basé sur la longueur maximale projetée	m
r_m	rayon équivalent masse	m

r_{me}	rayon de mobilité équivalent	m
r_p	rayon de particule	m
r_{pp}	rayon de sphérule élémentaire	m
R	distance fil-cylindre	m
R_0	diamètre électrode de faible rayon de courbure	m
Re	nombre de Reynolds	SD
Re_p	nombre de Reynolds de particule	SD
R_{eff}	rayon efficace utilisé en géométrie fil-plaque	m
R_{gp}	constante des gaz parfaits	J.mol ⁻¹ .K ⁻¹
s	Demi-distance inter-électrodes (géométrie fil-plaque)	m
T	température du gaz	K
T_k	échelle temporelle de turbulence	m
u	vitesse moyenne du gaz	m.s ⁻¹
$ u $	norme de la vitesse moyenne en un point de l'espace	m.s ⁻¹
\tilde{u}	vitesse instantanée locale du gaz	m.s ⁻¹
$u_{critique}$	vitesse de relargage	m.s ⁻¹
u_{max}	vitesse maximale du gaz dans un écoulement tubulaire	m.s ⁻¹
u'	composante fluctuante de la vitesse du gaz	m.s ⁻¹
u_*	vitesse de friction turbulente	m.s ⁻¹
u_i^*	composante normalisée fluctuante de la vitesse du gaz	SD
U_f	vitesse de filtration	m.s ⁻¹
v_e	vitesse électrique particulière régime de Stokes	m.s ⁻¹
v_i	vitesse de la particule dans la direction i	m.s ⁻¹
$\overline{v_{ion}}$	vitesse thermique moyenne des ions	m.s ⁻¹
$\overline{v_p}$	vitesse thermique moyenne d'une particule	m.s ⁻¹
v_r	vitesse relative de la particule par rapport au gaz	m.s
V	différence de potentiel dans l'espace inter-électrodes	V
V_0	différence de potentiel d'apparition de l'effet couronne	V
V_p	volume de la particule	m ³
w	paramètre de charge électrostatique	SD
y^+	distance à la paroi sans dimension	SD
α	premier coefficient d'ionisation de Townsend	m ⁻¹
β	facteur de modification de la charge de saturation	SD
γ_e	deuxième coefficient d'ionisation de Townsend	m ⁻¹
ε	porosité du milieu de filtration	SD
ε_0	constante diélectrique du vide	F.m ⁻¹
ε_k	constante diélectrique absolue d'un matériau	F.m ⁻¹
δ	densité de l'air	SD
δ_E	gradient normalisé du champ électrique	SD
δ_g	rayon des molécules de gaz	m
δ_{lim}	rayon de la sphère limite théorie de Fuchs	m

δ_c	distance de collision des molécules	m
λ	libre parcours moyen des molécules de gaz	m
λ_{ion}	libre parcours moyen des ions dans un gaz neutre	m
κ	constante diélectrique absolue d'un matériau	SD
$\dot{\gamma}$	cisaillement à la paroi	s ⁻¹
γ_s	énergie de surface	J.m ⁻²
η	viscosité dynamique	Pa.s
η_{auteur}	efficacité de capture électrostatique	SD
η_e	coefficient de décroissance électronique	m ⁻¹
Ω	facteur de réduction de la force de traînée	SD
Ω_f	fréquence de rotation d'une particule	s ⁻¹
μ_{e+}	mobilité électrique des ions dans la zone d'ionisation	m ² .V ⁻¹ .s ⁻¹
μ_{e-}	mobilité électrique des électrons	m ² .V ⁻¹ .s ⁻¹
μ_{ion}	mobilité électrique des ions dans la zone de dérive	m ² .V ⁻¹ .s ⁻¹
$\mu_{p,e}$	mobilité électrique des particules	m ² .V ⁻¹ .s ⁻¹
$\mu_{p,mécanique}$	mobilité mécanique des particules	m ² .V ⁻¹ .s ⁻¹
ν_c	viscosité cinématique	m ² .s ⁻¹
ρ_0	charge espace ionique électrode de faible rayon de courbure	A.s.m ⁻³
ρ_{app}	masse volumique apparente d'un agrégat	kg.m ⁻³
ρ_f	masse volumique fluide	kg.m ⁻³
ρ_{ion}	charge espace ionique	A.s.m ⁻³
ρ_p	masse volumique apparente de la particule	kg.m ⁻³
$\rho_{p,0}$	masse volumique de référence diamètre aérodynamique	kg.m ⁻³
ρ_{pp}	masse volumique des sphérules élémentaires	kg.m ⁻³
σ_s	conductivité de surface d'une particule	Ω^{-1} .m ⁻¹
τ	temps de relaxation particulaire	s
τ'	temps de relaxation corrigé	s

Acronymes

AVL 415 :	Appareil de mesure des suies diesel par réflectométrie, vendu par la firme AVL
CERTAM :	Centre d'Etudes et de Recherches Technologiques en Aérothermique et Moteurs
CNC :	<i>Condensation Nuclei Counter</i>
CORIA :	Complexe de Recherche Inter-professionnel en Aéro-thermochimie
DMA :	<i>Differential Mobility Analyser</i>
EGR :	<i>Exhaust Gaz Recirculation</i>
ELPI :	<i>Electrical Low Pressure Impactor</i>
IB :	Indice Bosch mesuré par le réflectomètre AVL 415
INCA :	logiciel de commande du moteur via un calculateur émulaire
NEDC :	<i>New European Driving Cycle</i> : cycle d'homologation véhicule européen
PCS :	<i>Particle Counter Sizer</i>
PME :	Pression Moyenne Effective
PUMA :	Système de commande et d'asservissement du banc moteur, vendu par la firme AVL
SMPS :	<i>Scanning Mobility Particle Sizer</i> , association d'un DMA et d'un CNC en série
SOF :	<i>Soluble Organic Fraction</i>

Cette étude a été réalisée dans le cadre d'une collaboration entre le LOCIE, Laboratoire d'Optimisation de la Conception et Ingénierie de l'Environnement de l'Université de Savoie, et le constructeur automobile Renault. L'encadrement industriel a été assuré par Stéphane EYMERIE, de la Direction de la recherche - Service 64240 - Dépollution avancée. L'encadrement universitaire a été assuré par Alain BERNIS, professeur à l'Université de Savoie.

Le financement de cette étude a été assuré par l'ANRT, via une bourse CIFRE. Ces travaux ont été accueillis dans les locaux de l'ESIGEC, Université de Savoie. Une partie des essais s'est également déroulée au banc moteur du CERTAM de Rouen.

Introduction

Depuis la prise de conscience politique d'une nécessaire préservation de l'équilibre climatique mondial et de l'impact sur cet équilibre des émissions de gaz à effet de serre, les motorisations Diesel, reconnues pour leur sobriété, ont regagné un vif intérêt. La crainte, à terme, d'une raréfaction des sources énergétiques fossiles amplifie cet intérêt.

L'effort de développement continu porté sur ces motorisations a déjà neutralisé l'effet « fumées », l'effet « bruit et vibrations », qui leur conféraient une image très rétrograde pour le public ; ce type de motorisation connaît un fort développement en Europe et en particulier en France.

Si leurs émissions de CO₂, de monoxyde de carbone (CO) et d'hydrocarbures imbrûlés (HC) sont parmi les plus basses, leurs émissions de particules restent un sujet à traiter. Les études épidémiologiques qui attribuent à l'inhalation de telles particules un effet mutagène ont conduit à la mise en place de standards normatifs dont les plus contraignants entreront en vigueur dès cette année 2005 (Euro IV à 0,025 g/km), et les futures normes Euro V (horizon 2008-2010) imposeront certainement une diminution encore plus importante (facteur cinq) de la masse des particules émises.

Cette diminution drastique des normes d'émissions impose aux constructeurs d'aborder le problème autant sous l'angle de l'amélioration de la combustion (optimisation moteur) que de l'élimination des particules produites à l'échappement. Le respect de la réglementation Euro IV peut se faire, dans certaines applications, sans ruptures technologiques majeures. Le passage à Euro V nécessitera par contre l'utilisation systématique d'un filtre à particules pour tous les véhicules mis sur le marché. Certains véhicules essence, qui rejettent très peu de particules en masse (10 à 100 fois moins que les véhicules diesel), mais beaucoup de très petites particules, risquent d'être également concernés.

C'est face à ces enjeux conjoints de réduction des émissions de dioxyde de carbone et de particules, encouragés par l' Union Européenne, que les mondes industriel et universitaire ont choisi de joindre leurs efforts et leur créativité pour l'évolution de la technologie Diesel, c'est ainsi que des systèmes permettant d'explorer le monde des particules nanométriques ont été développés.

Les progrès des motorisations Diesel, en particulier sur la pression d'injection et la compréhension des mécanismes de combustion, ont mis fin aux fumées noires en sortie des lignes d'échappement. La fraction massique des particules dans l'échappement diminue peu à peu, au détriment parfois de leur nombre, en augmentation, et de leur taille, de plus en plus petite. La réduction des émissions de particules butte aujourd'hui sur un compromis, puisque les stratégies de réglage moteur pour la diminution des particules et de la consommation renforcent la création d'oxydes d'azote (NOx).

Le problème des particules, outre leur nombre, vient de leur taille. Avoisinant dans les émissions des Diesel les 100 nanomètres et moins encore, ces particules ultra fines sont susceptibles d'atteindre les parties les plus profondes du système respiratoire. Elles peuvent même pénétrer le système sanguin, induisant des pathologies cardio-vasculaires. Les particules déposées dans les alvéoles pulmonaires sont très difficilement excrétées par le système respiratoire et peu phagocytées par les macrophages. Outre l'effet irritant mécanique des particules, les temps de résidence de celles-ci permettent une lente désorption des composés hydrocarbonés adsorbés à leur surface.

La solution actuelle du filtre à particules monolithique est progressivement intégrée par les constructeurs automobiles sur les véhicules de série. Cette technologie consiste à interposer un filtre de très haute efficacité entre le moteur et l'environnement, avec des efficacités de filtration en nombre et en masse supérieures à 99%. La capture et le stockage croissant des particules dans le filtre fait augmenter en amont de ce dernier la pression des gaz d'échappement qui peut progressivement devenir pénalisante pour le fonctionnement du moteur. Il est, alors, nécessaire de régénérer le filtre par une augmentation de la température des gaz d'échappement jusqu'à combustion des particules présentes sur le support filtrant. Un catalyseur, fixé sur le filtre ou ajouté au carburant, permet d'abaisser notablement la température de combustion.

Le problème posé par ces filtres est double. Tout d'abord ils génèrent des pertes de charge qui induisent une surconsommation de carburant non négligeable, ce qui nuit à l'intérêt environnemental

en terme de gaz à effets de serre. Le second problème vient de l'aspect occlusif du système : si le filtre se bouche à cause d'une défaillance de la chaîne de régénération, la situation peut évoluer rapidement vers une panne immobilisante.

Le désir de développer un système ouvert et économe en énergie nous a conduit à tenter d'appliquer la filtration électrostatique aux échappements Diesel. L'électrofiltre présente, à ce point de vue, de multiples avantages. Le système ne présente aucun obstacle à l'écoulement des gaz brûlés induisant ainsi de très faibles pertes de charge. Le coût énergétique de ce type de système se retrouve au niveau de l'alimentation électrique de la décharge couronne nécessaire à la capture des particules. Quelques systèmes de filtration électrostatiques sont à l'étude actuellement, avec plus ou moins de succès chez les différents constructeurs. Il faut dire que les contraintes sont nombreuses.

Le système de filtration électrostatique idéal doit pouvoir traiter des débits de gaz de l'ordre de 500 m³/h maximum, dans un volume limité à quelques litres, avec une surconsommation inférieure à 3%, et permettre de respecter la réglementation Euro V. C'est l'objectif que nous nous sommes fixé au début de cette étude en 2001, objectif en rupture totale avec la tendance actuelle. Autant dire qu'au regard du Génie des Procédés le défi était particulièrement intéressant et difficile à relever. Inventer un procédé intensif, peu coûteux énergétiquement et fiable fut une tâche de longue haleine.

Trois ans plus tard, après quelques prototypes endommagés et beaucoup de questions soulevées, la solution au problème commence à émerger du travail de notre équipe. La recherche d'une solution optimale a donné naissance à quelques brevets. Nous sommes parvenus à diminuer d'un facteur 40 la taille du prototype initial, par la compréhension des phénomènes de filtration en jeu dans la géométrie utilisée, et la consommation énergétique du procédé est en baisse constante grâce aux nombreuses améliorations apportées.

Cette étude répond finalement à un double objectif. Pour Renault, l'objectif était de trouver un système de filtration en rupture présentant suffisamment d'avantages pour être intégré sur des véhicules Diesel satisfaisant les normes Euro V. L'objectif est aussi environnemental, dans la mesure où nous sommes parvenus à une solution permettant de diminuer drastiquement le nombre de particules ultrafines émises à l'échappement diesel, tout en conservant le très bon rendement énergétique de ce moteur.

Par le biais de cette étude, je pense avoir répondu à la fois à mes motivations de professionnel issu du monde du Génie des Procédés (toujours moins d'énergie et plus d'intensité), mais aussi à mes convictions personnelles, en proposant un procédé acceptable en tout point pour l'environnement.

Chapitre I : Les particules diesel, état de l'art

Le but de ce chapitre est de faire une revue des connaissances actuelles sur les particules diesel, leur mode de formation, leur composition, leurs effets sur la santé et surtout leur structure assez complexe, qui est actuellement le sujet de nombreuses publications.

1. Granulométrie des particules diesel

La granulométrie des particules diesel est extrêmement variable en fonction des conditions de fonctionnement du moteur, mais on peut distinguer deux principaux modes granulométriques. Le premier mode centré sur 20 nm (entre 5 et 50 nm) est appelé mode de nucléation et le second mode d'accumulation, correspondant aux agglomérats de particules primaires carbonées issues de la mauvaise combustion du mélange air/carburant, centré sur 100 nm (entre 50 et 300 nm). Un troisième mode moins souvent cité est le « coarse mode » ou mode grossier, centré sur 5 μm . Kittelson [1] propose une illustration de ces trois modes dans la figure 1.

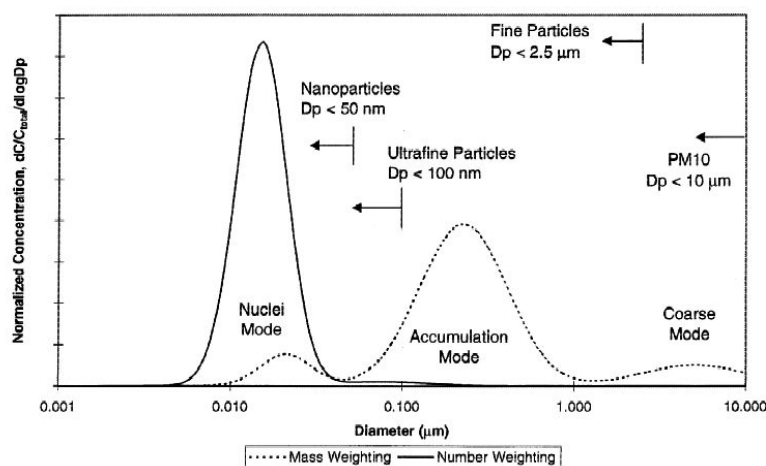


Figure n°1 : Distributions granulométriques typiques d'un moteur diesel dans le cas où le mode de nucléation est présent, en masse et en nombre (d'après [1]). Seul le mode de nucléation apparaît sur la répartition en nombre, car il est largement prépondérant devant le mode d'accumulation. Il est par contre totalement négligeable en masse.

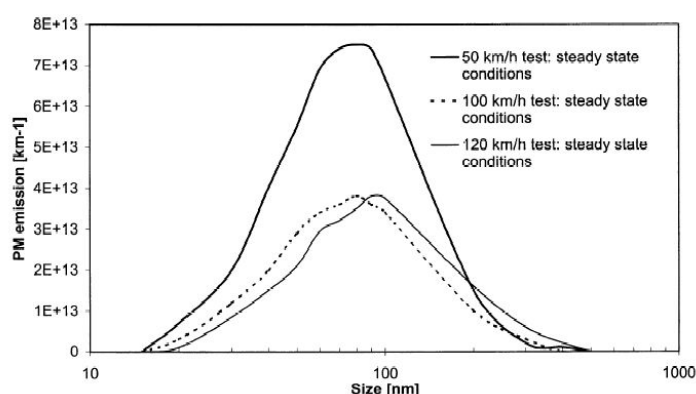


Figure n°2 : Distribution granulométrique classique d'un moteur diesel en nombre, où seul le mode d'accumulation est présent, ce qui est le cas le plus classique (moteur Common-rail, d'après [2]).

Il est intéressant de noter que, quel que soit le mode, une loi log-normale permet de modéliser de manière satisfaisante la répartition des particules, ce qui est caractéristique des phénomènes d'agglomération aléatoires. Le mode de nucléation est typiquement constitué de condensats d'hydrocarbures plus ou moins lourds et d'imbrûlés sur des nuclei carbonés (sphérules primaires non agglomérées), de condensats d'acide sulfurique peu hydratés et de vapeur d'eau (condensation

homogène). A noter que certains auteurs pensent que la condensation homogène ne suffit pas à expliquer le mode de nucléation et que le mécanisme prépondérant est la condensation autour d'ions issus de la combustion (Yu, 2003). Le mode de nucléation se forme principalement dans les gaz d'échappement froids ou faiblement dilués (Ce mode apparaît par exemple sur des points de ralenti et dans les tunnels de dilution). Bien que très peu influent sur la répartition massique (1-20%), ce mode cache complètement le mode d'accumulation en nombre lorsqu'il est présent. Le mode d'accumulation est par contre le mode principal en terme de masse présent dans les échappements diesel. C'est vers ce mode que se focalisent actuellement toutes les recherches toxicologiques et que ciblent les procédés d'élimination des particules, étant donné que la réglementation limite la masse de particules émises et non le nombre. Ce mode est constitué d'agglomérats de particules carbonées primaires de structure très poreuse, avec une couche adsorbée de composés organiques plus ou moins volatils. Une fraction plus ou moins grande de sulfates entre aussi dans leur composition (la composition est détaillée dans le prochain chapitre). Enfin le troisième mode, plus anecdotique, est un mode de relargage de la couche de suie déposée dans les canalisations d'échappement. Malgré la taille importante des particules, ce mode semble peu influent en masse. Typiquement le nombre de particules diesel contenu dans un gaz d'échappement est de l'ordre de 10^7 particules par cm^3 lorsque le mode d'agglomération est seul présent et ce nombre peut être décuplé en cas de présence du mode de nucléation.

2. Formation et composition des particules diesel

2.1. Formation

La formation des particules diesel se déroule en deux étapes : formation des particules primaires et des condensats, et agglomération en amas de particules, formant le mode d'accumulation proprement dit. La formation des particules diesel est due à la forte hétérogénéité de la flamme dans la chambre de combustion. Globalement, la combustion se fait en milieu oxydant, mais localement, des richesses très élevées en carburant créent des conditions réductrices, propices à la formation de polymères carbonés lourds. L'amélioration de la combustion diesel par la création de turbulences visant à éliminer les zones à forte richesse pour tendre vers une combustion homogène est d'ailleurs une voie prometteuse de diminution des émissions particulaires diesel. Le mécanisme de formation des particules primaires est tiré de G. Panciroli (1989), cité par M Ambrogio [2]. Le mécanisme peut être divisé en 5 étapes :

- (1) lors de la combustion, le fuel est reformé en composés aromatiques, de par son appauvrissement croissant en hydrogène avec le temps ;
- (2) ces composés aromatiques réagissent entre eux pour former des polymères de plus en plus lourds et pauvres en hydrogène ;
- (3) les composés s'agglomèrent en feuillets dans lesquels l'hydrogène est absent ;
- (4) les feuillets s'agglomèrent pour former des réseaux cristallins proches du graphite ;
- (5) ces micro-structures s'agglomèrent pour former une micro-particule ;
- (6) les sphérules élémentaires s'agglomèrent en particules diesel

La figure n°3 montre le mécanisme de formation des particules diesel (D'après [2]).

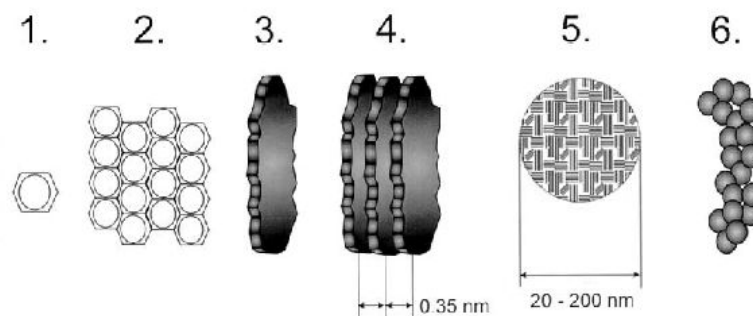


Figure n°3 : étapes de la formation des particules diesel (Ambrogio [2]).

Ce mode de formation des particules diesel, par empilement de feuillets carbonés a été mis en relation avec des observations microscopiques au TEM (*Transmission Electron Microscopy*) par Wentzel [3], où l'on peut observer la structure en « pelure d'oignon » de sphérules élémentaires, par la présence de feuillets carbonés d'une épaisseur de quelques Angström dans ceux-ci.

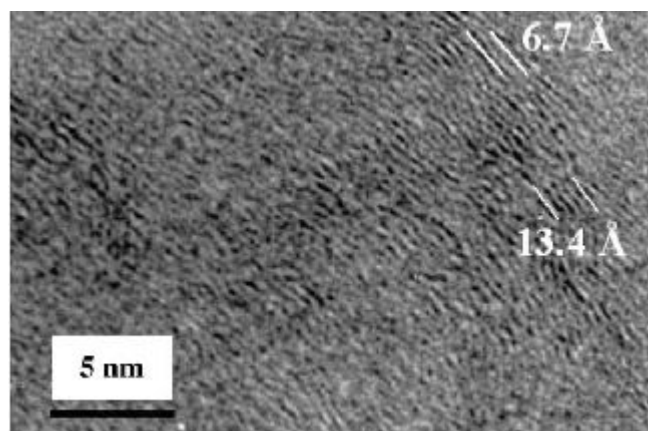


Figure n°4 : photographie au microscope électronique à transmission de la structure en « pelure d'oignons » d'une sphérule élémentaire diesel (Wentzel [3]).

Parallèlement à ce processus, lorsque le carburant contient du soufre, des molécules d'acide sulfurique se forment, condensent rapidement et leur forte hygroscopicité entraîne une absorption rapide de molécules d'eau. Enfin, une certaine partie des imbrûlés, composés d'hydrocarbures lourds, parvient également à condenser sur des noyaux sulfatés.

Ces particules primaires, créées dans un milieu très agité thermiquement, ayant de fortes diffusivités et des concentrations très importantes, diffusent rapidement les unes vers les autres pour former le mode d'agglomération (essentiellement par mouvement brownien plus que par l'effet de la turbulence). Sur ces agglomérats vient ensuite se condenser la fraction dite « SOF » (Soluble Organic Fraction), composées de tous les imbrûlés gazeux de combustion. Le mode d'accumulation est relativement stable au regard du temps de séjour dans la conduite d'échappement. Ensuite, ce mode évolue lui aussi continuellement par agglomération dans l'atmosphère vers de plus grosses particules [4].

2.2. Composition

La composition des agglomérats diesel après stabilisation est très fortement liée aux conditions de fonctionnement du moteur. Globalement, plus la charge moteur est importante, plus la fraction SOF est importante, sauf dans le cas où un catalyseur d'oxydation est présent en sortie moteur. Kittelson [1] donne une composition typique pour un moteur diesel testé sur un cycle chargé (conditions de fonctionnement à forte puissance) dans la figure n°5.

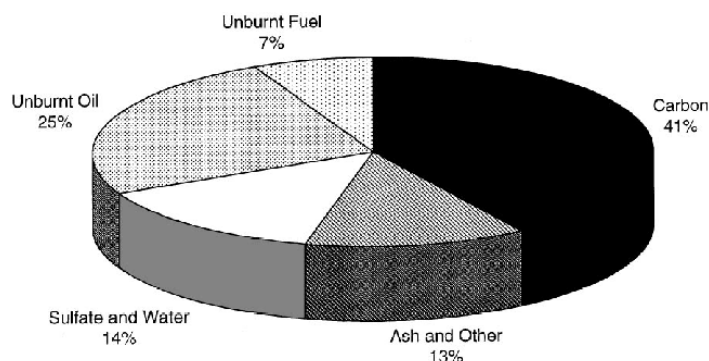


Figure n°5 : Composition moyenne des particules diesel dans le cas d'un moteur utilisé sur un cycle chargé. La part des SOF est très importante, la combustion est fortement incomplète (d'après [1]).

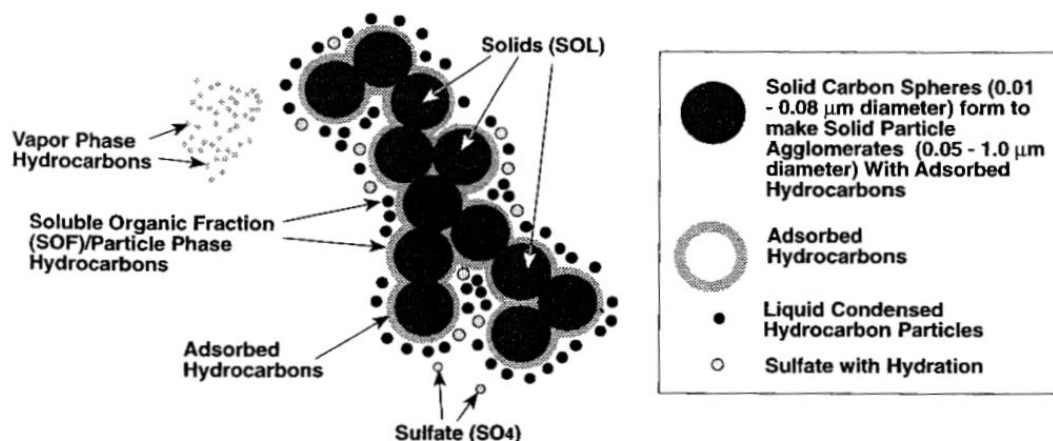


Figure n°6 : Morphologie des agrégats diesel, avec les sphérules élémentaires et la couche SOF adsorbée en surface. Dans ce cas la présence d'un mode de nucléation aggloméré aux particules est représenté (d'après [5]).

La fraction organique soluble est essentiellement constituée de fuel évaporé et recondensé, après une combustion éventuelle plus ou moins incomplète. Les composés constituant la SOF vont donc des chaînes aliphatiques en C_{16} en moyenne (entre 9 et 28 atomes de carbone par chaîne pour le gasoil) et des hydrocarbures aromatiques polycycliques présents initialement dans le carburant, aux composés réformés aromatiques polycycliques lourds non incorporés aux feuillets graphitiques décrits à la figure n°3. Viennent s'ajouter les composés issus de l'huile de lubrification évaporée et partiellement oxydée. La fraction organique soluble contient également des composés partiellement oxydés (aldéhydes, alcènes, droits ou ramifiés), de l'azote issu de l'incorporation d'oxydes d'azote dans les chaînes carbonées et des composés soufrés plus ou moins oxydés (la majorité du soufre présent reste sous forme SO_2 , seule une petite fraction est oxydée en SO_3 puis hydratée en acide sulfurique). De nombreux composés métalliques, issus de l'huile de lubrification et de l'usure du moteur, viennent compléter la liste des éléments entrant dans la composition des particules diesel. Suivant les conditions de fonctionnement, les imbrûlés (carburant et huile moteur) peuvent représenter plus de 90% de la masse des particules (moteur très chargé et absence de catalyseur d'oxydation en sortie moteur). Enfin, la fraction soufrée est proportionnelle à la teneur en soufre du carburant utilisé. La désulfuration du carburant diesel est donc un facteur non négligeable de la diminution en masse des particules émises.

Les particules diesel en vrac ont une surface développée de l'ordre de $100 \text{ m}^2/\text{g}$, ce qui correspond à la surface développée de particules de 30 nm (Kittelson [1]). Plusieurs auteurs citent des diamètres de particules primaires avant agglomération de quelques dizaines de nanomètres. Steiner (1992) cite des tailles d'agglomérats primaires ou « sphérules » entre 15 et 40 nm. Wentzel [3] publie des diamètres de sphérules primaires de $22,6 \pm 6 \text{ nm}$. Par conséquent, les aérosols diesel offrent une très bonne surface de réaction pour la chimie des polluants atmosphériques. De même les aérosols diesel ont un fort coefficient d'absorption de la lumière solaire, et pourraient selon les estimations être un acteur non négligeable du réchauffement de l'atmosphère par effet de serre, directement derrière le CO_2 (Jacobson, 2001, cité par Wentzel).

3. Toxicologie des particules diesel

Le nombre important de composés irritants et cancérogènes adsorbés à la surface des particules diesel est la principale source d'effets indésirables sur la santé des populations urbaines. Les hydrocarbures aromatiques polycycliques, plus ou moins azotés et oxygénés lors de la combustion, sont connus de longue date comme étant cancérogènes. Les particules diesel contiennent de l'ordre de 10 ng de benzo[a]pyrène par mg de suie (Sheepers et al., 1992, [6]).

Le temps de résidence des particules de taille située entre 0,1 et $10 \mu\text{m}$ est estimé à une semaine dans l'environnement. Les plus grosses particules décantent rapidement, et les plus petites ($<50 \text{ nm}$) ont une tendance naturelle à l'agglomération rapide et à la diffusion vers les surfaces. Le problème est que ces particules s'agglomèrent aussi entre elles et entrent dans le mode d'agglomération ou

s'agglomèrent directement sur des particules du mode d'agglomération, et contribuent ainsi longuement à la pollution atmosphérique [1]. Les particules diesel ont une taille qui leur permet de pénétrer très profondément dans le système respiratoire, jusqu'au niveau des alvéoles pulmonaires. La surface développée des aérosols diesel contribue à une forte réactivité de ceux-ci dans les tissus organiques, et la forte charge de composés adsorbés à leur surface est lentement relarguée dans les alvéoles pulmonaires.

De grands efforts sont faits par les constructeurs pour améliorer les stratégies d'injection et de combustion du mélange air + carburant. Ainsi, la masse de particules diesel rejetée baisse d'années en années. La législation étant en masse, au regard de la loi, l'évolution de la tendance est très favorable. Mais cette diminution de la masse est suivie d'une stagnation, voire d'une augmentation du nombre de particules émises [7]. Les particules sont en effet de plus en plus fines, et bien que n'ayant plus une masse importante, elles n'en deviennent pas moins de plus en plus préoccupantes en terme de santé publique. Par exemple aux Etats-Unis, la masse de particules émises était divisée par un facteur 10, quand leur nombre a, dans le même temps, augmenté d'un facteur 20 (Sawyer et Jonhson, 1995, cités par kim [7]).

Des essais réalisés sur des rats avec des particules de TiO_2 (matériau inerte biologiquement) ont montré une forte réaction inflammatoire pulmonaire si l'aérosol était distribué sous la forme d'une très fine granulométrie (Seaton et al., 1995, cités par Kittelson [1]). Des essais avec des particules de téflon de $0,03 \mu\text{m}$ ont montré des effets similaires (Warheit et al., 1990, cités par Kittelson [1]). La seule présence de particules submicroniques peut donc induire des réactions pulmonaires inflammatoires, en l'absence de composés adsorbés à leur surface. Les effets néfastes et maintenant connus des particules ultra fines sont (Donaldson et al., 2002, Kreyling et al., 2004) :

- une très forte probabilité de déposition dans les parties profondes du système respiratoire, en particulier les alvéoles pulmonaires ;
- une mauvaise propension à être phagocytées et donc éliminées du système respiratoire, avec même une inhibition globale de la phagocytose et de la mobilité des macrophages ;
- capacité de formation de complexe protéiniques avec modification des fonctions cellulaires ;
- un accès à la circulation sanguine ;
- une forte induction du stress oxydatif par le biais d'une réponse immunitaire ininterrompue ;

La phase particulaire des gaz d'échappement diesel est donc cancérigène par la seule présence des sphérules carbonés submicroniques, en plus de la présence des composés adsorbés à leur surface. Il n'a par contre jamais été prouvé que la phase gazeuse seule pouvait être cancérigène, même si de nombreuses molécules connues comme étant très toxiques la composent [5].

Une association claire est maintenant admise entre exposition aux aérosols urbains et accroissement de la mortalité dans les villes, en particulier sur des personnes victimes de maladies cardiovasculaires, et de maladies pulmonaires obstructives (Pope, 2000). Le risque est très similaire quelle que soit la ville étudiée, avec une prédominance en Amérique du nord et en Europe de l'ouest (Kreyling, 2004). Des études ont mis en évidence que les effets sur la santé des aérosols urbains étaient plus dus au nombre de petites particules qu'à la présence d'une forte masse de type PM_{10} (Dockery et al., 1993, Pope et al., 1995, cités par Kittelson [1]). Des inventaires à grande échelle montrent que les moteurs diesel sont la principale source de nanoparticules des zones urbaines, et ce depuis le début des études. Ainsi, 51 à 69% des particules fines de Los Angeles de 1982 étaient d'origine automobile (Schauer et al., 1996, cités par Kittelson [1]). Une étude très récente réalisée en Allemagne montre que la contribution en nombre des suies diesel à la fraction des particules inférieures à $0,5 \mu\text{m}$ est de 23% en zone rurale, et de 35% en bordure d'autoroute (Vogt et al., 2003 [8]). La même étude montre que le carbone minéral et les composés carbonés forment la majorité de la masse des particules inférieures à $0,5 \mu\text{m}$.

4. Législation en vigueur

La législation européenne actuelle en vigueur est la norme Euro IV, depuis le premier janvier 2005, qui limite le niveau d'émission pour un véhicule personnel à $0,25 \text{ g/km}$ sur cycle NEDC. Les deux précédentes normes ont imposé une diminution par 2 des émissions de particules (Voir figure n°7).

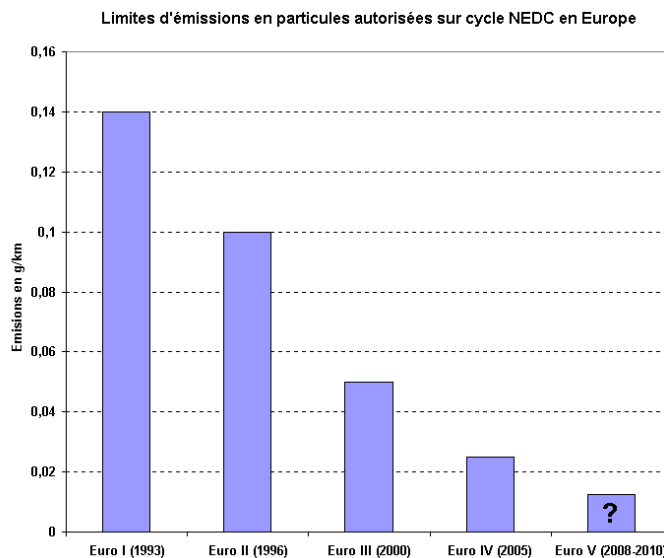


Figure n°7 : évolution des normes d'émission de particules diesel au cours de la dernière décennie. La norme Euro V, dont la date d'entrée en vigueur se situe entre 2008 et 2010, risque d'imposer encore une limitation par deux de la masse de suies émises.

La norme Euro IV, bien que drastique, peut être passée sans filtre à particules sans trop de problèmes sur les petites motorisations. La norme Euro V par contre, imposera certainement l'utilisation d'un filtre à particules pour tous les véhicules neufs mis sur le marché. Cette norme sera aussi peut être la première à légiférer sur le nombre de particules émises (discussions en cours). En matière d'émissions diesel, l'Union Européenne prévoit la possibilité pour les états membres d'introduire un système d'incitations fiscales afin d'encourager les initiatives écologiques avant même qu'il ne soit légiféré en la matière, dans le but de :

- Favoriser l'arrivée rapide sur le marché de véhicules conformes à des normes d'émissions n'ayant pas encore cours ;
- Aider à supporter les coûts d'installation, sur les véhicules déjà existants, de systèmes de filtration des particules sur les voitures, les camions et les bus ;
- Accélérer la généralisation de carburants ne contenant ni plomb, ni soufre.

On peut citer également la diminution de la taxe annuelle sur les véhicules, les restrictions imposées aux véhicules polluants lors des pics de pollution dans les grandes agglomérations, ainsi qu'une taxation abaissée sur les carburants propres. La catégorie de véhicules VEA (« véhicule écologiquement amélioré ») est ainsi créée. Une incitation à réduire la consommation de carburant est également recommandée.

Il est donc logique pour un constructeur automobile de respecter, voire d'anticiper les normes EURO IV à l'horizon 2005 que ce soit pour des raisons financières, légales ou marketing.

5. Bibliographie

- [1] Engines and nanoparticles, a review. David B. Kittelson, Journal of Aerosol Science Vol 29, pages 575-588, 1998.
- [2] On the generation of aerosol for diesel filtration studies. Ambrogio, Separation and Purification Technology n°27, pages 195-209, 2002.
- [3] Transmission electron microscopical and aerosol dynamical characterisation of soot aerosols. Wentzel, Journal of Aerosol Science Vol 34, pages 1347-1370, 2003.
- [4] Modeling nucleation and coagulation modes in the formation of particulate matter inside a turbulent exhaust plume of a diesel engine. Kim, Journal of Colloid and Interface Science Vol 249, pages 96-103, 2002.
- [5] Diesel Particulate Emissions. Landmark Research 1994-2001, page 4. Edité par John H. Johnson.
- [6] Combustion of diesel fuel from a toxicological perspective. Scheepers, Occupational and Environmental Health Vol 64, pages 149-161, 1992.
- [7] Parametric studies on the formation of diesel particulate matter via nucleation and coagulation mode. Kim, Journal of Aerosol Science Vol 33, pages 1609-1621, 2002.
- [8] Identification of diesel exhaust particles at an Autobahn, urban and rural location using single-particle mass spectrometry. Vogt, Journal of Aerosol Science Vol 34, pages 319-337, 2003.

Chapitre II : Les électrofiltres, aspects théoriques et pratiques

1. Introduction

Les électrofiltres existent depuis plus de 100 ans. Ils ne sont passés du statut de « boîte noire » au statut de procédé physiquement maîtrisé qu'il y a peu, avec l'apparition des méthodes de calcul numérique. Les électrofiltres ont en effet longtemps été victimes de leur très bonne efficacité et de leur complexité physique. Permettant des abattements sur les particules de toutes tailles remarquables et dimensionnés à l'aide de formules relativement simple, les électrofiltres se sont longtemps contentés de bien marcher et les améliorations effectuées ont été majoritairement d'ordre pratique : design des électrodes, système de nettoyage des plaques collectrices et amélioration du rendement des alimentations électriques. Aborder le fonctionnement des électrofiltres requiert des connaissances diverses et poussées : mécanique des fluides, électrostatique, physique des particules, voire génie électrique.

2. Historique

Le principe de fonctionnement de l'électrofiltre est connu depuis 1820 [9], mais la première application industrielle connue d'électrofiltre remonte à début 1880 et a été utilisée presque simultanément en Allemagne et en Angleterre. A cette époque la haute tension est produite par friction de diélectriques et stockée dans des bouteilles de Leyde (condensateur primitif) ou par des bobines de Ruhmkorff. Les isolants naturels utilisés (bakélite, mica, verre) ne permettent pas de travailler à des tensions dépassant 10-15 kV. Les premiers électrofiltres ne sont installés que lorsque la valeur marchande des particules récupérées (fumées d'acide sulfurique, fumées d'oxydes métalliques) justifie leur construction, au-delà de toute considération environnementale. Des efficacités de collecte de 90-95% sont donc largement suffisantes, la quantité restante coûtant trop cher à précipiter. Comme aucune législation contre les rejets gazeux n'est en vigueur, la situation n'évoluera que dans les cas de pollutions extrêmes (cimenteries et fours à plomb). On s'aperçoit rapidement de l'intérêt économique d'avoir les plus grands espaces inter-électrodes possibles, malgré les difficultés à produire des très hauts voltages. Les électrofiltres industriels ont donc historiquement des dimensions gigantesques, d'autant plus importantes que le gaz circule à très faible vitesse (1,5 à 1,8 m/s). Les puissances volumiques de travail de l'époque (1919) sont de l'ordre de 0,3 J/L pour les cimenteries et de l'ordre de 1 J/L globalement [10]. Un grand pas en avant a été réalisé lorsque Walter Deustch mis au point la relation théorique liant l'efficacité de filtration, le débit traité et la surface collectrice (1922). Cette relation est alors utilisée pendant 50 ans par les ingénieurs, puis modifiée par Matts et Ohnfeldt pour être un peu plus réaliste. Enfin à titre anecdotique, des applications de précipitation électrostatique sont à l'étude pour l'abattement des brouillards naturels (Uchiyama, 1995, cité par [9]) dans les zones de transports routiers ou maritimes denses.

3. Fonctionnement

Le fonctionnement d'un électrofiltre est relativement simple, mais la description et la compréhension de tous les phénomènes entrant en jeu dans la filtration est encore un sujet d'étude largement traité. Basiquement un électrofiltre génère des ions aux alentours d'une électrode haute tension de faible rayon de courbure. Le gaz est ionisé par des chocs entre électrons accélérés par le champ électrique et par photo-ionisation des espèces excitées. Ces ions sont éjectés des alentours de l'électrode et viennent diffuser vers la surface des particules à filtrer et vers l'électrode collectrice. Par répulsion de l'électrode haute tension de même charge et par attraction de la paroi du dispositif reliée à la masse, les particules migrent vers celle-ci et se fixent durablement jusqu'à atteindre une épaisseur critique. Elles tombent ensuite par effet de masse ou par vibration de la plaque collectrice. Industriellement, deux types de précipitateurs électrostatiques sont utilisés : les électrofiltres fil-cylindre et les électrofiltres fil-plaques. Les électrofiltres fil-cylindre sont plutôt utilisés lorsque les particules récupérées ont tendance à former un film liquide et à s'écouler naturellement et les électrofiltres fil-plaque dans le cas de poussières. Deux classes sont à distinguer parmi les électrofiltres fil-plaque, à savoir les fil-plaques à un ou deux étages. Lorsqu'il y a un seul étage, l'ionisation du gaz et des

particules se fait en même temps dans tout le volume de l'installation, et lorsqu'il y a deux étages, les particules sont chargées dans une petite zone contenant une ou plusieurs électrodes émissives, puis déviées longuement dans un système plaque-plaque. Dans le cas d'un fil cylindre, il y a toujours un seul étage.

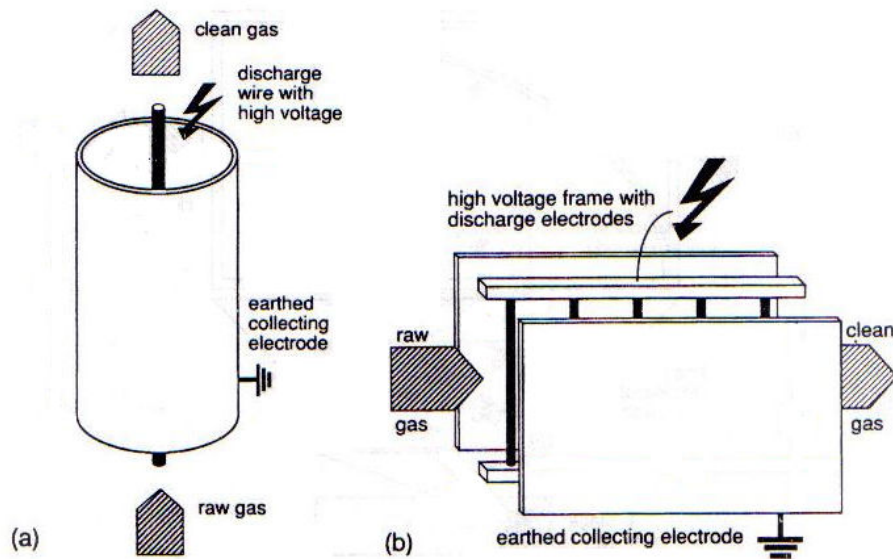


Figure n°8a et 8b : les deux types principaux de précipitateurs électrostatiques : en (a) le fil cylindre, et en (b) le fil-plaque à 1 étage (d'après [10]).

Les paramètres influençant la filtration des particules sont nombreux et compliqués à mettre en relation. La nature du gaz, sa température et sa pression influencent les phénomènes de décharge et le voltage minimal d'ionisation. L'ionisation du gaz provoque un flux d'ions aux alentours de l'électrode haute tension qui perturbe le champ de vitesse du gaz. Le gaz lui-même est plus ou moins soumis à la turbulence, et dans le cas de gaz très chargés en particules, au mouvement de celles-ci. Le champ électrique est totalement perturbé par la charge espace particulaire et ionique. Les particules, entraînées par le gaz porteur et le champ électrique, se chargent au cours du temps dans un champ électrique et un champ de charge d'espace non homogènes. Enfin la charge d'espace est partiellement entraînée par le gaz porteur.

Le traitement du problème de l'électrofiltration, au-delà des approches analytiques simplifiées demande la résolution d'un grand nombre d'équations différentielles fortement non linéaires et couplées. Heureusement dans la plupart des cas il est possible de découpler la résolution électrostatique, la dynamique des fluides et la dynamique des particules, sans trop influencer le résultat final.

4. Modèles d'efficacité globale

La première méthode de dimensionnement des électrofiltres, proposée par Deutsch et Anderson, fait abstraction de la compréhension des phénomènes électrostatiques, tels que la structure et le fonctionnement de la décharge couronne ou la cinétique de charge des particules. Ce modèle est malgré tout largement utilisé et donne de très bonnes estimations de l'efficacité de filtration sur des géométries variées. Cette théorie part du principe que les particules sont chargées instantanément dès leur entrée dans l'électrofiltre à leur charge de saturation, que le champ électrique est constant, et donc que la vitesse d'une particule vers la paroi de collecte de l'électrofiltre est constante. Deutsch fait l'hypothèse que le coefficient de dispersion radial des particules est infini et le coefficient longitudinal nul [11]. Cooperman (1984) améliore le modèle en prenant en compte un coefficient de dispersion longitudinal fini et un reentraînement possible des particules [12]. La résolution par Cooperman est souvent considérée comme périlleuse à utiliser à cause des coefficients de dispersion turbulente très élevés utilisés par l'auteur [13]. Leonard et al. (1980) utilisent un coefficient de diffusion radial fini et constant et dérivent leur efficacité de l'équation de convection diffusion, avec un profil de vitesse radiale plat, ce qui semble ne pas être adéquat près des parois [12], [11]. Zhibin et Guoquan (1992) utilisent un coefficient de diffusion turbulent global prenant en compte le vent électrique et un profil de

vitesse non régulier dans l'écoulement. Tous les modèles globaux présentent cependant une limitation, qui est que chaque relation donnant l'efficacité de l'électrofiltre n'est valable que pour une certaine taille de particules. Afin de pouvoir directement calculer l'efficacité massique, Bai et al. (1995) développent un modèle prenant pour hypothèse une répartition log-normale des particules. Cette approche permet avec un minimum de calculs d'avoir de très bonnes estimations des efficacités sur aérosols polydispersés. Il apparaît que la dispersion turbulente des particules est le phénomène critique dans la modélisation de l'efficacité des précipitateurs électrostatiques [11].

L'efficacité globale de filtration peut être calculée à partir de l'équation de diffusion des particules (x est dans le sens de l'écoulement, sens longitudinal, y perpendiculaire à la paroi de l'électrofiltre, sens transversal, $D_{p,i}$ coefficient de dispersion dans la direction considérée) :

$$D_{p,y} \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + D_{p,x} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + v_e \frac{\partial C}{\partial y} - u \frac{\partial C}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

Les efficacités théoriques des modèles de Deutsch, Cooperman, Leonard, et Zhiblin sont synthétisées par Kim [12], [11], et sont des solutions analytiques plus ou moins simplifiées de cette équation :

$$De = \frac{v_e \cdot L}{u \cdot b} \quad (2)$$

$$Pe = \frac{v_e \cdot b}{D_p} \quad (3)$$

$R = 2 \cdot b$ en géométrie fil-cylindre

$$\eta_{Deutsch} = 1 - \exp(-De) \quad (4)$$

$$\eta_{Cooperman} = 1 - \frac{2 \cdot \exp(v_e \cdot b / (4 \cdot D_{p,y}))}{\pi \cdot (v_e \cdot b / (4 \cdot D_{p,y}))} \cdot \exp\left(-\frac{v_e^2 \cdot L}{4 \cdot u \cdot D_{p,y}}\right) \quad (5)$$

$$\eta_{Leonard} = 1 - \int_0^1 P\left(\frac{\xi - De}{\sqrt{2 \cdot De / Pe}}\right) \cdot d\xi \quad (6)$$

$$\eta_{Zhibin} = 1 - \sqrt{\frac{Pe}{4 \cdot \pi \cdot De}} \cdot \int_0^1 \exp\left[-\frac{Pe}{4 \cdot De} (\xi - De)^2\right] \cdot d\xi \quad (7)$$

Avec v_e la vitesse de migration particulaire qui prend en compte le champ électrique moyen et la charge des particules (qui sera explicitée plus loin dans la partie physique des particules), b la distance fil-plaque, R la distance fil-cylindre, L la longueur du précipitateur électrostatique, u la vitesse moyenne du gaz, et P la pression absolue.

Xiangrong (2002, [14]) propose une solution analytique de l'équation de diffusion turbulente des particules chargées en géométrie fil-plaque (repère cartésien), en prenant pour hypothèse un flux nul au niveau des fils haute tension (condition de symétrie). L'efficacité est donnée par la relation suivante :

$$\eta_{Xiangrong} = 1 - \exp\left(-F \frac{v_e \cdot L}{u \cdot b}\right) \quad (8)$$

$$F = \frac{u}{v_e} \cdot \frac{Pe_x}{2} \left\{ \left[1 + \frac{v_e}{u} \frac{Pe_y}{Pe_x} \left[1 + \left(\frac{2\theta}{Pe_y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right] - 1 \right\} \quad (9)$$

$$\tan \theta = \frac{4(\theta / Pe_y)(F - 1)}{(2\theta / Pe_y)^2 + 2F - 1} \quad (10)$$

Les valeurs de F et de θ sont trouvées itérativement par approches successives. La différence par rapport à l'équation de Deutsch est la prise en compte d'une diffusion longitudinale et radiale.

Enfin Kittelson [15] cite Hinds pour une efficacité de filtration en géométrie fil-cylindre et en écoulement laminaire du type :

$$\eta_{Hinds} = \frac{2\pi \cdot \mu_{p,e} \cdot V \cdot L}{Q_v \cdot \ln(R/R_0)} \quad (11)$$

Ces modèles d'efficacité globale font tous l'hypothèse que la vitesse de migration des particules (pour une taille donnée) est constante, ce qui signifie que le champ électrique est constant et que la charge des particules est instantanée. C'est loin d'être le cas la plupart du temps. En plus de ces approximations viennent s'ajouter tous les phénomènes hydrodynamiques prenant naissance dans les géométries réelles et non pris en compte (turbulence non homogène, vent électrique, etc.).

L'équation de diffusion turbulente des particules est la base de la méthode dite eulerienne de résolution de la migration des particules dans les électrofiltres, qui sera développée plus loin. Une méthode de calcul simplifiée du coefficient de diffusion turbulente des particules sera alors présentée.

Il est donc périlleux de se fier aux modèles d'efficacité globaux lorsque l'on veut s'attaquer à la description physique d'un électrofiltre avec une géométrie un peu particulière, autre qu'industrielle, ou que l'on veut respecter tous les aspects électrostatiques, qui sont loin d'être aussi simples que ne le laissent penser les hypothèses sur le champ électrique et la charge des particules de ces modèles. Nous allons donc procéder à une étude fine des phénomènes électrostatiques rencontrés dans les électrofiltres.

5. La décharge couronne

La décharge couronne est une ionisation stable du gaz entourant une électrode de faible rayon de courbure reliée à la haute tension. L'ionisation du gaz est due au fort champ électrique avoisinant la surface de l'électrode. La décharge couronne peut être établie en polarité négative ou positive suivant les besoins. On constate généralement que les petites unités travaillant dans des espaces confinés et sur des gaz froids utilisent une tension positive, qui bien que peu stable, génère peu d'ozone, alors que les grandes installations traitant des gaz chauds travaillent en tension négative, car l'ozone est peu stable à haute température, et la décharge est plus stable.

5.1. La décharge couronne : description qualitative

La conduction dans les gaz est très différente de la conduction dans les liquides ou les métaux, où le déplacement des charges se fait sous une différence de potentiel minime. L'air contient naturellement un petit nombre d'espèces chargées, dues aux rayons cosmiques et à la faible radioactivité ambiante. La résistivité est alors de l'ordre de $10^{14} \Omega \cdot m$ [16]. A partir d'une certaine différence de potentiel appliquée à l'air, les électrons naturellement présents sont suffisamment accélérés entre deux chocs moléculaires pour provoquer l'ionisation du gaz, puis des avalanches électroniques. La résistivité de l'air décroît alors brusquement pour atteindre des valeurs de l'ordre de $10^3 \Omega \cdot m$. L'apparition d'une conduction dans l'air commence pour des champs de l'ordre de 30 kV/cm. Dans une configuration plane, l'établissement d'un courant de conduction entraîne immédiatement l'apparition d'un arc

thermique si le courant de décharge peut être entretenu, l'effet couronne proprement dit n'est pas observé. Comme le champ est constant, la moindre avalanche électronique s'amplifie de manière exponentielle jusqu'au claquage. En utilisant des électrodes aux rayons de courbure très différents, le champ électrique est très inhomogène et seul un petit volume d'air autour de l'électrode reliée à la haute tension est ionisé, c'est l'effet couronne. Le champ dit « disruptif » n'est atteint que dans une très petite gaine autour de l'électrode de faible rayon de courbure.

Si le champ électrique est suffisamment intense et si la distance entre deux chocs électron-molécule est suffisamment grande, l'énergie cinétique des électrons primaires accélérés permet par impact d'arracher un électron aux atomes neutres du gaz. L'énergie cinétique d'impaction des électrons est mesurée en eV ($1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$). Entre chaque choc, il y a donc libération d'un ou plusieurs électrons et une augmentation exponentielle de leur nombre : c'est l'avalanche électronique. Une partie des chocs conduit également au passage d'électrons des molécules neutres vers des orbitales supérieures plus ou moins stables. La relaxation de l'état excité vers l'état neutre se fait par libération d'un photon, qui dans le cas de l'azote est suffisamment énergétique pour ioniser lui-même d'autres molécules. Cette désexcitation permanente est d'ailleurs responsable de la lueur violette de la décharge couronne. Dans le cas d'un effet couronne, l'énergie cinétique des électrons atteint en moyenne quelques électrons-volts, valeur suffisante pour ioniser l'azote, l'oxygène et la vapeur d'eau de l'air. Parallèlement à cette avalanche de charges négatives vers l'anode, les ions positifs créés migrent vers la cathode. De masse généralement très élevée comparée à celle des électrons, et ayant des libres parcours moyens très faibles, les ions positifs ne sont que peu accélérés et ne participent pas à l'ionisation du gaz. Par contre leur faible mobilité crée localement une très forte charge d'espace, qui perturbe le champ électrique global.

La figure n°9 montre la densité de probabilité des énergies électroniques en fonction du rapport E/N , champ électrique divisé par la concentration d'atomes neutres dans le gaz (Mc Farlane, 1991, cité par Ducret [16]). La plupart des espèces gazeuses de l'air ont leur première énergie d'ionisation autour de 10 eV, et on considère généralement que l'ionisation du gaz est entretenue à partir de 200 Townsend ($2 \cdot 10^{-15} \text{ V.cm}^2$).

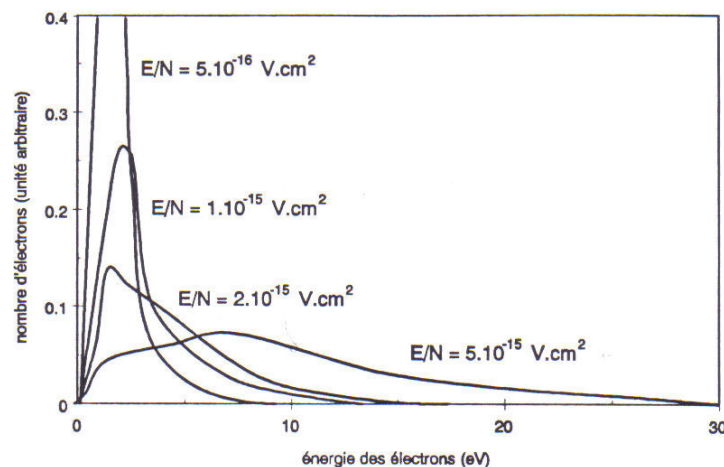


Figure n°9 : densité des probabilités énergétiques électroniques en fonction du champ réduit E/N (d'après [16]). Pour un champ réduit de 200 Td, la population des électrons énergétiques est suffisante pour ioniser le gaz de manière entretenue.

5.1.1. Décharge négative

La décharge négative est la plus simple à décrire, car l'avalanche électronique prend place dans tout ou partie de l'espace inter électrodes. L'avalanche se propage de la cathode (faible rayon de courbure, reliée à la haute tension négative), à l'anode (fort rayon de courbure). Les électrons primaires au voisinage de la cathode amorcent une avalanche électronique jusqu'à ce que le champ électrique, qui est très inhomogène, devienne suffisamment faible pour que l'énergie des électrons devienne insuffisante. L'ionisation s'arrête alors et des phénomènes de recombinaison entre espèces neutres et électrons prennent place au cours de la migration du nuage électronique vers l'anode. L'arrivée des charges négatives se fait donc sous la forme d'un nuage électronique que suit un nuage d'ions négatifs. L'avalanche électronique laisse alors derrière elle une très forte charge espace positive, qui va migrer lentement vers la cathode. La très forte polarité de ce nuage va entraîner

l'extraction d'électrons secondaires de la surface de la cathode (effet Malter) et ainsi renouveler la quantité d'électrons nécessaire à la décharge couronne. L'état de surface de la cathode influence beaucoup l'extraction électronique. Plus le champ va être intense dans l'espace inter-électrodes, plus les décharges vont pouvoir se propager loin, et la décharge en tension négative assure donc une très bonne ionisation de l'espace inter-électrodes. A cause de l'aspect individuel de l'avalanche électronique, on constate que le courant mesuré dans une couronne négative est impulsionnel, et la fréquence augmente avec le potentiel imposé. Ces décharges sont appelées décharges de Trichel (de 2000 Hz à l'amorçage, à 10^6 Hz avant claquage [16]). La recombinaison électronique et donc l'électronégativité du gaz, va beaucoup influencer la stabilité de la décharge. Dans le cas d'un gaz très peu électronégatif, la moindre avalanche conduit au claquage, puisque aucun phénomène ne vient diminuer la quantité d'électrons dans la décharge (recombinaison). Lorsque l'avalanche parvient à relier la cathode et l'anode, un canal ionisé de très faible résistivité se forme, et permet le passage d'un courant très intense. Le gaz dans ce canal est réchauffé par effet joule, les charges se redistribuent pour former un milieu de polarité à peu près neutre mais très ionisé, la tension chute brusquement : c'est l'arc thermique.

5.1.2. Décharge positive

Dans la décharge positive, l'anode est l'électrode de faible rayon de courbure. L'anode attire vers elle les électrons primaires et l'avalanche se produit de l'espace inter-électrode vers le centre du dispositif, dans un très faible volume en fait (à cause de la géométrie cylindrique considérée). La couronne est beaucoup mieux délimitée qu'en tension négative, et le courant de décharge est à peu près continu. Les charges positives créées migrent alors lentement vers la cathode. La régénération des électrons primaires se fait majoritairement par désexcitation d'une forme instable de l'azote sous forme d'un photon UV très énergétique qui permet ce phénomène. La désexcitation n'étant pas instantanée, le phénomène de décharge positive est assez régulier dans le temps. A beaucoup d'abords, la décharge positive semble beaucoup plus stable. Cependant les charges positives créées dans la couronne ont une très faible mobilité électrique et perturbent profondément le champ électrique de l'espace inter-électrodes. A partir d'une certaine charge espace, le champ généré par celle-ci est du même ordre de grandeur que le champ généré par la haute tension, et la couronne peut s'auto-propager par des dards électroniques ou streamers. Ces dards ont une très forte probabilité de se propager jusqu'à la cathode et de créer un arc électrique. On constate expérimentalement que le milieu inter-électrode est très rapidement saturé d'ions positifs et que le claquage intervient à des courants assez bas. La décharge positive est donc plus instable à courant équivalent et la faible mobilité électrique des ions positifs fait que pour un même potentiel, le courant de décharge positif est plus faible qu'en tension négative. Dans la décharge positive enfin, la zone de très fort champ électrique contient peu d'ions, la réactivité chimique au sein de cette couronne est réduite.

5.1.3. Glow corona, streamer corona

La décharge couronne stable (glow corona en Anglais) se produit lorsque la tension utilisée dans la décharge est assez stable. Lorsque l'on s'approche de la limite de claquage, particulièrement en tension positive, un régime de décharges filamenteuses (streamer corona en Anglais) peut prendre naissance, par auto-propagation du champ de charge espace. Par contre, lorsque la tension d'alimentation est discontinue, voire impulsionnelle, le régime de streamer corona est systématiquement observé [17]. Ceci s'explique entre autres par le fait que les réactions radicalaires sont trop lentes pour stabiliser la décharge à l'échelle de la période de l'impulsion utilisée.

5.1.4. Structure du Streamer

Le phénomène de streamer est donc le dernier stade avant passage à l'arc. Le schéma suivant résume la morphologie des deux types de streamer (d'après [18]).

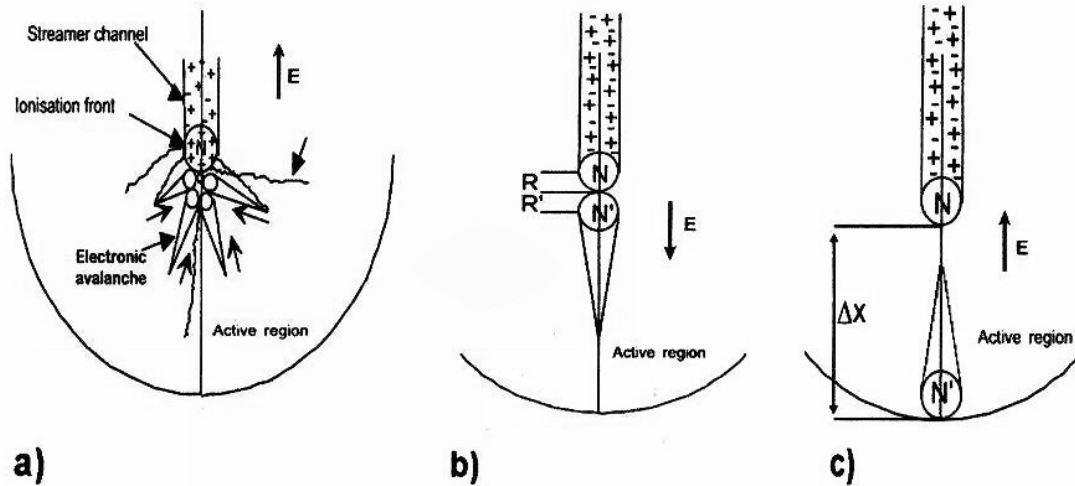


Figure n°10a, 10b et 10c : schéma assez réaliste (a) puis stylisé (b) d'un streamer positif, en (c) schéma d'un streamer négatif (d'après [18]). N' est la tête de l'avalanche électronique, N est la tête du canal ionisé du streamer.

La propagation du streamer est aujourd'hui encore un sujet d'étude très discuté, et les mécanismes exacts de la propagation font l'objet de nombreuses tentatives de modélisation [18], [19], [20]. Le streamer négatif, par le sens dans lequel sont dirigées les avalanches électroniques, a tendance à se ramifier dans l'espace sur de fortes longueurs [18]. Le streamer positif est le plus étudié, et des descriptions très fines du mécanisme de propagation sont faites dans la littérature. La tête du streamer positif contient une densité de charges à peu près constante, de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} (Kulikowsky, 1997 [19]). Celle-ci progresse à vitesse constante (10^5 à 10^6 m/s) et le champ à son extrémité est constant également (140 kV/cm). L'avancement du streamer est dû à une multiplication des électrons par avalanche autour de son extrémité. A cause du déplacement des électrons dans le corps du streamer, un intense champ de polarisation entoure sa tête. Le diamètre du corps du streamer est de l'ordre de $10 \text{ }\mu\text{m}$.

5.2. La décharge couronne et l'avalanche électronique : description quantitative

La décharge couronne a été décrite par Townsend (Tiré de [16]) La croissance exponentielle du nombre d'électrons dans l'espace inter-électrodes est décrite par la relation suivante:

$$dn_e = \alpha \cdot n_e \cdot dy \quad (12)$$

Avec α le premier coefficient d'ionisation de Townsend, n_e le nombre d'électrons, et dy la distance de propagation de la décharge dans le milieu. Le premier coefficient d'ionisation de Townsend est donné par la relation suivante en air sec (en CGS) [20]:

$$\alpha = 1,4 \cdot 10^{-16} \cdot N \cdot \exp\left(-\frac{660 \cdot N}{E}\right) \quad (13)$$

Avec N le nombre d'atomes neutres par cm^3 ($2,45 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à 300 K et P_{atm}), E le champ électrique en kV/cm , valable de 10 à 150 Townsend ($1 \text{ Townsend} = 10^{-17} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$). Dans cette relation, on voit apparaître pour la première fois le rapport E/N (champ réduit), qui est le paramètre dimensionnant des phénomènes de décharges électriques. Fouad [21] précise la démarche pour la décharge en air humide, et propose de prendre la relation suivante pour un mélange d'air et de vapeur d'eau :

$$\alpha_h = \frac{P_{\text{eau}}}{P} \alpha_w + \frac{P - P_{\text{eau}}}{P} \alpha_d \quad (14)$$

Avec α_h le coefficient en air humide, α_w le coefficient dans la vapeur d'eau, α_d le coefficient en air sec donné précédemment, et P et P_{eau} les pressions totales et partielles de vapeur d'eau respectivement. α_w est donné par la relation suivante (unités CGS) [21] :

$$\alpha_w = \left(0,001 \left(\frac{E}{P} \right)^2 - 0,06 \left(\frac{E}{P} \right) + 1 \right) P \quad (15)$$

Avec P la pression en mm de Hg. De même il est possible de définir la décroissance du nombre d'électrons par recombinaison dans l'espace inter-électrodes :

$$dn_e = -\eta_e . n_e . dy \quad (16)$$

Avec η_e le coefficient de décroissance du nombre d'électrons (recombinaison). Fouad [21] propose la même approche pour le coefficient de décroissance dans l'air humide :

$$\eta_{e,h} = \frac{P_{eau}}{P} \eta_{e,w} + \frac{P - P_{eau}}{P} . \eta_{e,d} \quad (17)$$

$$\eta_{e,w} = \left(-3,67 . 10^{-5} . \left(\frac{E}{P} \right)^2 + 0,026 . \left(\frac{E}{P} \right) - 0,2732 \right) P \quad E/P < 38,5 \text{ V.cm}^{-1} . \text{mmHg}^{-1} \quad (18)$$

$$\eta_{e,w} = \left(-2,5 . 10^{-5} . \left(\frac{E}{P} \right)^2 - 2,5 . 10^{-4} . \left(\frac{E}{P} \right) - 0,235 \right) P \quad 38,5 < E/P < 60 \text{ V.cm}^{-1} . \text{mmHg}^{-1} \quad (19)$$

Les dénominations et les unités sont les mêmes que pour le premier coefficient d'ionisation. La valeur de η_e en air sec est donnée par Kulikowski [19] et reprise dans l'annexe A (c'est la somme de 4 réactions de recombinaison). La variation totale du nombre d'électrons au cours de la distance est ainsi donnée par la relation :

$$dn_e = (\alpha - \eta_e) . n_e . dy \quad (20)$$

Les coefficients d'émission et de recombinaison sont des fonctions du champ électrique et donc de la distance entre le point de départ de l'avalanche, donc le nombre d'électrons à la cote y est le suivant :

$$n_e(y) = n_{e0} \exp\left(\int_0^y (\alpha(y) - \eta_e(y)) dy\right) \quad (21)$$

Au nombre d'électrons primaires n_{e0} présents dans la décharge, vient s'ajouter le nombre d'électrons issus de l'extraction électronique à la cathode (n_{e2}).

$$n_e(y) = (n_{e0} + n_{e2}) \exp\left(\int_0^y (\alpha(y) - \eta_e(y)) dy\right) \quad (22)$$

Les mécanismes d'extraction sont dus aux cations produits par la décharge, aux espèces métastables qui se désexcitent, et à la photo-ionisation, nous pouvons donc écrire :

$$n_{e2} = \gamma_e (n_e(y) - (n_{e0} + n_{e2})) \quad (23)$$

Avec γ_e second coefficient d'ionisation de Townsend, qui est la probabilité qu'un électron soit extrait à la cathode par bombardement d'un ion positif. Les espèces métastables peuvent également se

désexciter à la surface de la cathode et provoquer l'émission d'électrons [22]. En combinant les deux dernières expressions pour éliminer n_{e2} on obtient :

$$n_e(y) = n_{e0} \frac{\exp\left(\int_0^y (\alpha - \eta_e) dy\right)}{1 - \gamma_e \left(\exp\left(\int_0^y (\alpha - \eta_e) dy\right) - 1 \right)} \quad (24)$$

Cette relation donne le nombre d'électrons contenus globalement dans une avalanche électronique. Les valeurs de α et η_e sont variables en fonction de la côte y et l'intégration de cette relation ne peut être réalisée que de manière numérique. Le courant de décharge dans cette relation devient infini (passage à l'arc électrique) lorsque :

$$\gamma_e \left(\exp\left(\int_0^y (\alpha - \eta_e) dy\right) - 1 \right) = 1 \quad (25)$$

A ce moment, chaque électron primaire est remplacé par un électron secondaire. C'est le critère de Townsend pour une décharge autonome. Concrètement, cette décharge se traduit par une résistance interne dynamique nulle de la décharge ($dV/dI = 0$). Le critère est également exprimé sous une autre forme [18], qui permet de connaître le nombre minimum de charges nécessaire à la formation d'un streamer à partir d'une avalanche :

$$\exp\left(\int_0^y (\alpha - \eta_e) dy\right) \geq N_{crit} \quad (26)$$

Avec N_{crit} le nombre d'électrons critique que doit contenir l'avalanche pour se transformer en streamer, qui est estimé à $0,55 \cdot 10^8$ (Gallimberti et Kulikowski). Le critère de Meek est le produit de N_{crit} et de la taille de l'avalanche initiale, et doit être égal ou supérieur à 20 pour le déclenchement d'un streamer. L'annexe A donne une description détaillée de la manière dont doit être traitée numériquement la zone d'ionisation, suivant le régime de la décharge électrique (streamer ou glow corona).

6. Courbes intensité-potentiel

6.1. Gradient de disruptive

La description précédente de l'effet couronne est valable à partir du moment où l'énergie cinétique des électrons dans l'air est suffisante pour provoquer une ionisation des molécules de gaz, c'est à dire que le champ réduit est suffisant. Peek propose une relation semi-empirique permettant de donner le champ minimal d'ionisation de l'air en fonction de la géométrie du système (Peek cité par Kaptzov [23], et par Adamiak [24]) :

$$E_0 = 3,1 \cdot 10^6 \cdot \delta \cdot f \cdot \left(1 + 0,0308 \left(\frac{1}{\delta \cdot R_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad \text{Pour un fil cylindrique} \quad (27)$$

$$E_0 = 2,72 \cdot 10^6 \cdot \delta \cdot f \cdot \left(1 + 0,054 \left(\frac{1}{\delta \cdot R_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad \text{Pour un fil type barbelé} \quad (28)$$

$$E_0 = 3,1 \cdot 10^6 \cdot \delta \cdot f \cdot \left(1 + \frac{0,0308}{\sqrt{0,5 \cdot \delta \cdot R_0}} \right) \text{ Pour une géométrie sphérique} \quad (29)$$

δ est la densité de l'air, donnée par le rapport de la masse volumique dans les conditions de l'étude et d'une masse volumique de référence à la température de 293 K et $1,01 \cdot 10^5$ Pa de pression. f est un facteur de rugosité de la surface de l'électrode, intervenant spécifiquement en décharge couronne négative.

La figure suivante rappelle les conventions géométriques utilisées.

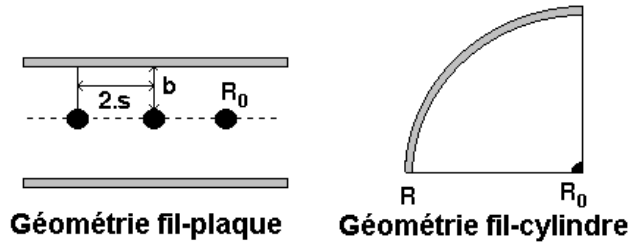


Figure n°11 : conventions géométriques utilisées dans la description des courbes intensité-potentiel

6.2. Courant en géométrie fil-cylindre

Townsend donne une relation liant le courant linéique au voltage appliqué en géométrie fil-cylindre pour des faibles courants dans l'air :

$$I_{\text{linéique}} = \frac{8 \cdot \pi \cdot \mu_{\text{ion}} \cdot \varepsilon_0}{R^2 \ln \frac{R}{R_0}} \cdot V(V - V_0) \quad (30)$$

$$V_0 = E_0 \cdot R_0 \cdot \ln \frac{R}{R_0} \quad (31)$$

Cette relation est valable jusqu'à un critère de courant donné par Townsend [10] :

$$C_I = \left(\frac{R}{E_0 \cdot R_0} \right)^2 \cdot \frac{J \cdot R}{\varepsilon_0 \cdot \mu_{\text{ion}}} \ll 1 \quad (32)$$

Au-delà de cette limite, Townsend propose de prendre la relation suivante :

$$\sqrt{1 + C_I} - 1 - \ln \frac{1 + \sqrt{1 + C_I}}{2} - \frac{V - V_0}{V} \cdot \ln \frac{R}{R_0} \quad (33)$$

Celle-ci est nettement moins évidente à utiliser. Dans le cas de notre électrofiltre, le basculement d'une relation à l'autre se produit vers 1 mA de courant de décharge (pour une matrice de 20 cm), mais conduit à de très faibles différences in fine, ce qui ne justifie pas son utilisation systématique.

6.3. Courant en géométrie fil-plaque

En géométrie fil-plaque et pour des faibles courants de décharge, Cooperman propose une solution équivalente au fil-cylindre [10] :

$$J = \frac{\varepsilon_0 \cdot \mu_{ion}}{s \cdot b^2 \cdot \ln \frac{R_{eff}}{R_0}} \cdot V(V - V_0) \quad (34)$$

$$V_0 = E_0 \cdot R_0 \cdot \ln \frac{R_{eff}}{R_0} \quad (35)$$

$$R_{eff} = \frac{4 \cdot b}{\pi} \quad \text{pour } \frac{b}{2 \cdot s} \leq 0,3 \quad (36)$$

$$R_{eff} = 0,36 \cdot s \cdot \exp\left(\frac{2,96 \cdot b}{2 \cdot b}\right) \quad \text{pour } 0,3 < \frac{b}{2 \cdot s} < 1,0 \quad (37)$$

$$R_{eff} = \frac{s}{\pi} \cdot \exp\left(\frac{\pi \cdot b}{2 \cdot b}\right) \quad \text{pour } 1,0 < \frac{b}{2 \cdot s} \quad (38)$$

La relation est valable jusqu'à un critère de courant :

$$C_I = \left(\frac{b}{E_0 \cdot R_0}\right)^2 \cdot \frac{1}{\ln \frac{R_{eff}}{R_0}} \cdot \frac{s \cdot J}{\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_{ion}} \ll 1 \quad (39)$$

Cooperman (1981, cité par Goo [25] et Parker [10]) propose une relation valable pour les forts courants en géométrie fil-plaque :

$$J = \frac{\varepsilon_0 \cdot \mu}{16 \cdot b^3} \left(\alpha_j + \sqrt{\alpha_j^2 + 192(V - V_0)(b \cdot E_1)^3} \right) \quad (40)$$

$$\alpha_j = 9(V - V_0 + b \cdot E_1)^2 - 12(b \cdot E_1)^2 \quad (41)$$

$$E_1 = \frac{\pi \cdot V_0}{2 \cdot s \cdot \ln \left(\frac{R_{eff}}{R_0} \right)} \quad (42)$$

E_1 est le champ électrique maximal sur les plaques collectrices, s le demi-espace séparant deux électrodes haute tension, b la distance fil-plaque et J courant par unité de surface de plaques collectrices.

White (cité par Ducret, [16]) précise que pour des distances inter-électrodes faibles et en tension négative (de l'ordre du cm), il peut y avoir une forte divergence entre le courant calculé et le courant réel, à cause de l'apparition d'un courant d'électrons libres. Ceci peut conduire à des mesures anormalement élevées de mobilités électriques des ions dans les décharges négatives. La relation de Townsend prend plutôt alors une forme du type $I_{linéique} = k \cdot (V - V_0)$.

7. Mobilité ionique des espèces positives et négatives

Il est courant de rencontrer des facteurs deux dans les valeurs de mobilité des ions négatifs et positifs utilisées par les auteurs dans la modélisation des électrofiltres. Les ions positifs sont les plus étudiés car ils forment des structures complexes avec la vapeur d'eau, appelées clusters. La composition dominante des ions positifs semble être du type $H^+(H_2O)_n$, avec une masse molaire moyenne de l'ordre de 100 à 150 uma (selon Mohnen, 1977, cité par [26], et [27] respectivement). Ferguson (1979) cite des valeurs de n entre 3 et 6, et Bricard (1977) cite $n = 7$ comme valeur maximale (tous deux cités par [28]). Hoppel et Frick (cités par Reischl [28]) donnent des valeurs de masse molaire de 200 et 100 uma pour les ions positifs et négatifs respectivement. La masse molaire moyenne des ions négatifs serait de 80 uma selon Alonso [27]. Les ions négatifs semblent eux aussi former des clusters avec la vapeur d'eau [29]. Perts [30] cite la composition dominante des ions naturels présents dans l'air, dont la composition est majoritairement dominée par la vapeur d'eau. Ces ions sont $H_3O^+(H_2O)_n$, $NH_4^+(H_2O)_k(NH_3)_n$, $NH_4^+.X.Y$ pour les ions positifs, et $NO_3^-(H_2O)_n$, $(HNO_3)_m(H_2O)_n$, et $NO_3^-(HNO_3^+)_m(H_2O)_n.Y$ pour les ions négatifs, où X et Y sont des impuretés de l'air qui augmente la polarité ou la polarisabilité de ces clusters. Ces compositions montrent particulièrement bien l'influence des composés azotés dans la formation des ions.

Pour les ions positifs et négatifs, des valeurs de mobilité de $1,15 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ et de $1,65 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ respectivement sont données par Alonso [27] dans le cadre de mesures dans un neutraliseur de charge. Reischl [28] propose de prendre des valeurs de $1,33$ et $1,84 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ pour la mobilité des ions positifs et négatifs respectivement comme valeur moyenne dans l'air. Globalement, il est préférable de prendre entre $1,8$ et $2 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ pour la mobilité des ions négatifs et positifs dans l'espace inter-électrode, étant donné que ceux-ci ont une vie courte et une faible chance de se clustériser complètement lors de leur cheminement, comme nous allons le voir (sauf dans le cas des gaz d'échappement très riches en vapeur d'eau).

La mobilité des ions est en effet variable au cours du temps, puisque après leur formation, les ions vont former des clusters plus stables avec la vapeur d'eau. La teneur en vapeur d'eau est particulièrement importante dans l'évaluation de la mobilité des ions positifs [31]. Thuillard [29] cite des valeurs de mobilité d'ions positifs à 500 ppm de vapeur d'eau allant de $2,3$ à $1,2 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ en fonction de leur âge (1 ms à 100 ms respectivement). Al Hamouz [32] cite la formule empirique de Popkov qui permet de tenir compte du temps de vie des ions dans l'air, et de leur clusterisation progressive. La teneur en vapeur d'eau n'est pas indiquée. La relation est donnée pour les ions négatifs, mais doit pouvoir donner une bonne approximation pour les ions positifs en changeant le terme de mobilité à l'infini. La relation est la suivante :

$$\mu_{ion}(t) = \mu_{ion}(\infty) + 0,7 \cdot \exp(-125.t) \text{ avec } \mu_{ion}(0) = 1,2 \text{ m}^2.V^{-1}.s^{-1} \cdot 10^{-4} \quad (43)$$

Elle montre que la mobilité des ions diminue avec le temps jusqu'à atteindre les valeurs citées dans la littérature, et que ce glissement de mobilité est très important dans les premières millisecondes du temps de vie des ions. Par exemple, à 10^{-3} secondes, la mobilité est de $1,82 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2.V^{-1}.s^{-1}$.

La mobilité des ions et des très petites particules est abordée de manière plus théorique et générale dans l'annexe B.

8. Méthode générale de résolution, équations de Maxwell et simplification du problème

8.1. Espace inter-électrodes et équations de Maxwell

En régime de glow corona, il est courant de faire l'hypothèse que l'espace inter-électrodes est séparé en deux espaces bien distincts : la zone d'ionisation et la zone de migration des ions [33], [17]. La modélisation de la zone d'ionisation est extrêmement lourde numériquement comme nous l'avons vu, il est donc peu réaliste de la prendre en compte dans les modélisations. La zone d'ionisation est donc considérée comme une zone non déterminée qui sert de terme source au courant ionique, et dans la zone de dérive des ions produits, les équations de Maxwell simplifiées sont appliquées. Le schéma

suivant montre la structure de la couronne utilisée actuellement en modélisation, comme simplification du phénomène physique réel. La représentation en géométrie cylindrique permet de se rapprocher de la géométrie étudiée réellement au cours de la thèse. La figure n°12 est proposée par Zebboudj [33].

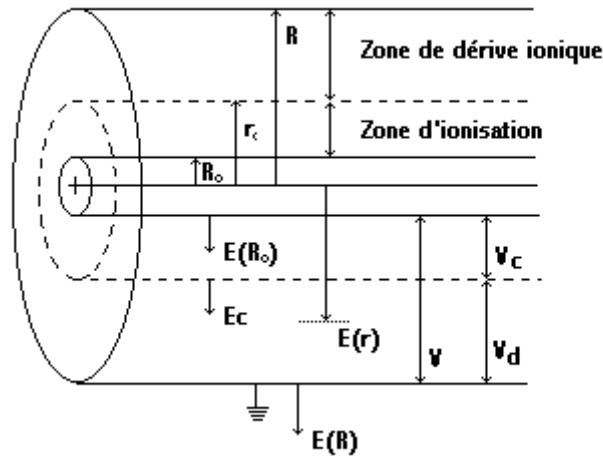


Figure n°12 : Structure de la décharge couronne utilisée dans la plupart des modélisations. Le fil de faible rayon de courbure est délimité par R_0 , le bord de la couronne par r_c , et le rayon de l'électrode de fort rayon de courbure par R . Le champ électrique contre l'électrode de faible rayon de courbure est noté $E(R_0)$, le champ au bord de la couronne est noté E_c , et le champ électrique contre l'électrode de fort rayon de courbure $E(R)$. Les tailles de la couronne et de l'électrode de faible rayon de courbure sont à proportion bien plus faibles en réalité.

Le problème peut donc être séparé en deux zones distinctes :

- si $r < r_c$, nous sommes dans la zone de champ électrique intense où prennent naissance les avalanches électroniques et les réactions de dissociation et de recombinaison qui donnent naissance aux ions positifs ou négatifs (suivant la polarité de la décharge) qui migrent de l'électrode de faible rayon de courbure vers l'électrode de fort rayon de courbure. Le champ très intense est considéré comme laplacien [33], puisque l'influence du champ ionique peut être négligée devant l'influence géométrique ;
- si $r > r_c$, nous sommes dans la zone de dérive des ions positifs ou négatifs, le champ géométrique est faible, le champ induit par la charge espace est fort (la composante totale est faible) ;
- si $r = r_c$, l'ionisation s'arrête, le champ n'est pas gouverné par l'une ou l'autre des influences, c'est la limite de la couronne. Visuellement, cela se traduit par l'arrêt de la luminescence du gaz.

Si la limite de la couronne est très nette en tension positive (le manchon ionisé est clairement identifiable, très homogène), il n'en est pas de même en tension négative, où les avalanches électroniques sont dirigées vers l'extérieur de la couronne. Malgré tout, les deux cas peuvent être traités de manière similaire en première approximation. Le champ magnétique généré par le courant d'ionisation est négligé [34].

Les équations de Maxwell appliquées à la zone de migration des ions sont alors notablement simplifiées et se réduisent à :

$$\text{div} \cdot \vec{E} = \rho_{ion} / \epsilon_0 \quad \text{Equation de Poisson} \quad (44)$$

$$\text{div} \cdot \vec{J} + \partial \rho_{ion} / \partial t = 0 \quad \text{Equation de continuité du courant} \quad (45)$$

$$\vec{J} = \rho_{ion} \mu_{ion} \vec{E} + D_{diff} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \rho_{ion} \quad \text{Equation de mouvement-diffusion du courant} \quad (46)$$

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V \quad \text{Equation reliant le potentiel au champ} \quad (47)$$

En combinant les équations précédentes, il est possible de simplifier l'écriture du système :

$$\text{div}(\overrightarrow{\text{grad}} V) = -\frac{\rho_{ion}}{\epsilon_0} \quad \text{Equation de Poisson} \quad (48)$$

$$(\overrightarrow{\text{grad}V}).(\overrightarrow{\text{grad}\rho_{ion}}) = \frac{\rho_{ion}^2}{\epsilon_0} \quad \text{Equation de conservation du courant} \quad (49)$$

La variation de la charge espace au cours du temps est négligée puisque la zone de dérive n'est plus le sein de recombinaisons ions-électrons [35], et la diffusion passive des ions est généralement négligée devant leur diffusivité électrique [25], [35], [33], [36], [23]. Dans le cas de systèmes à très grande échelle (plusieurs mètres), la diffusion ionique ne peut plus être négligée [32]. En l'absence de charge espace, les équations de Maxwell se réduisent à l'équation de Laplace suivante :

$$\text{div}(\overrightarrow{\text{grad}V}) = 0 \quad (50)$$

En coordonnées cylindriques, la solution de cette équation permet de calculer le champ en tout point de l'espace inter-électrodes :

$$E(r) = \frac{V}{r \ln \frac{R}{R_0}} \quad (51)$$

8.2. Solutions analytiques et approchées pour le champ électrique en géométrie fil-cylindre

Il existe peu de solutions analytiques physiquement acceptables des équations de Maxwell en géométrie cylindrique, bien que ce soit la géométrie a priori la plus simple à étudier. Cependant, Zebboudj [33] propose une résolution analytique du champ électrique dans la zone de dérive avec charge espace, dans le cas d'une glow corona positive, en faisant les hypothèses simplificatrices évoquées plus haut. Le champ électrique est modifié par le courant ionique de la manière suivante :

$$(rE(r))^2 - (r_c E_c)^2 = \frac{I_{linéique}}{2\pi\epsilon_0\mu} (r^2 - r_c^2) \quad (52)$$

$I_{linéique}$ est le courant par unité de longueur du cylindre, et E_c est le champ électrique minimum d'ionisation de l'air (30 kV/cm), pris comme le champ limite du bord de la couronne. L'intégration de la relation précédente permet d'obtenir le profil de potentiel $V(r)$ en tout point de l'espace inter-électrodes :

$$V(r) = V_c + r_c E_c \left\{ \left[1 + I'(R'^2 - 1) \right]^{\frac{1}{2}} - 1 + (1 - I')^{\frac{1}{2}} \ln \left(\frac{R' \left[1 + (1 - I')^{\frac{1}{2}} \right]}{(1 - I')^{\frac{1}{2}} + \left[1 + I'(R'^2 - 1) \right]^{\frac{1}{2}}} \right) \right\} \quad (53)$$

$$I' = \frac{I}{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_{ion} \cdot E_c^2} \quad (54)$$

$$R' = \frac{R}{r_c} \quad (55)$$

$$V_c = r_c \cdot E_c \cdot \ln \frac{r_r}{R_0} \quad (56)$$

La seule inconnue à déterminer est le rayon de couronne r_c qui doit satisfaire la relation suivante :

$$\frac{V.R'}{E_c.R} = \ln \frac{R}{R_0.R'} + \left[1 + A(R'^2 - 1)\right]^{\frac{1}{2}} - 1 + [1 - A]^{\frac{1}{2}} \ln \left(\frac{R' \left[1 + (1 - A)^{\frac{1}{2}}\right]}{[1 - A]^{\frac{1}{2}} + [1 + A(R' - 1)]^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (57)$$

$$A = \frac{R'^2 \left(\frac{E(R)}{E_c} \right)^2 - 1}{R'^2 - 1} \quad (58)$$

Le rayon de couronne peut également être approximé en partant du principe qu'il est égal au rayon pour lequel on a $E(r)$ géométrique = 30 kV/cm en résolvant l'équation de Laplace ou par la relation suivante, nettement plus simple, donnée par Cobine (cité par [35], unité en cm) :

$$r_c = R_0 + 0,3 \sqrt{R_0} \quad (59)$$

Une fois r_c évalué, le champ électrique est calculé suivant que l'on se trouve en champ géométrique dans la couronne ou en champ dégradé par la charge espace dans la zone de dérive :

$$E(r) = \frac{r_c.E_c}{r} \quad \text{si } R_0 < r < r_c \quad (60)$$

$$E(r) = \sqrt{\frac{I}{2\pi.\epsilon_0.\mu_{ion}} \left[1 - \left(\frac{r_c}{r} \right)^2 \right] + \left[\frac{r_c.E_c}{r} \right]^2} \quad \text{si } r_c < r < R \quad (61)$$

$E(r)$ est continu à la frontière $r = r_c$. Connaissant le courant total, la charge espace peut être évaluée en chaque point par l'équation de conservation du courant et le champ électrique. Une expression donnée par [26] est valable quel que soit le domaine étudié de l'électrofiltre (Flagan et Seinfeld):

$$E(r) = \frac{\rho_{ion} r}{2.\epsilon_0} + \left[\frac{V - \frac{\rho_{ion}(R^2 - R_0^2)}{4\epsilon_0}}{\ln \frac{R}{R_0}} \right] \frac{1}{r} \quad (62)$$

Cette relation est utilisable en faisant l'hypothèse que la charge espace est fixe dans tout l'espace inter-électrodes, ce qui est loin d'être exacte dans les faits [33].

8.3. Solutions numériques des équations de Maxwell dans la zone de dérive : cas général

La solution a priori la plus élégante pour résoudre le problème de charge espace et de champ électrique dans un électrofiltre est de résoudre les équations de Maxwell numériquement. Comme il a été évoqué plus haut, l'hypothèse est faite que la zone d'ionisation est contenue dans un très petit volume par rapport au volume de l'espace inter-électrodes, et que cette zone peut être négligée, ce qui est une hypothèse commune [37]. Dans les faits, cela signifie que la source du courant en géométrie fil-cylindre ou la condition aux limites de la charge espace dans la géométrie fil-plaque (voir plus loin) se situe sur l'électrode de faible rayon de courbure ou à une cote déterminée empiriquement par la relation de Cobine (cité par [35]) par exemple (relation n°59). Les équations de Maxwell ne sont alors résolues que dans l'espace inter électrodes.

La méthode générale et utilisée par de nombreux auteurs [25], [35], [17], [38] est de résoudre d'abord l'équation de Laplace du potentiel avec une charge espace nulle qui sert de solution initiale. Le champ

électrique est calculé, puis l'équation de conservation du courant est appliquée sur ce champ pour donner la répartition initiale de charge espace. Enfin l'équation de poisson permet de recalculer le potentiel, et le champ électrique modifié. La méthode est recommencée jusqu'à convergence vers une solution stable du potentiel électrique (voir figures n°13a et n°13b). Généralement, une différence de potentiel maximal de 10^{-6} volts sur tous les points entre deux cycles complets est un bon critère de convergence [34].

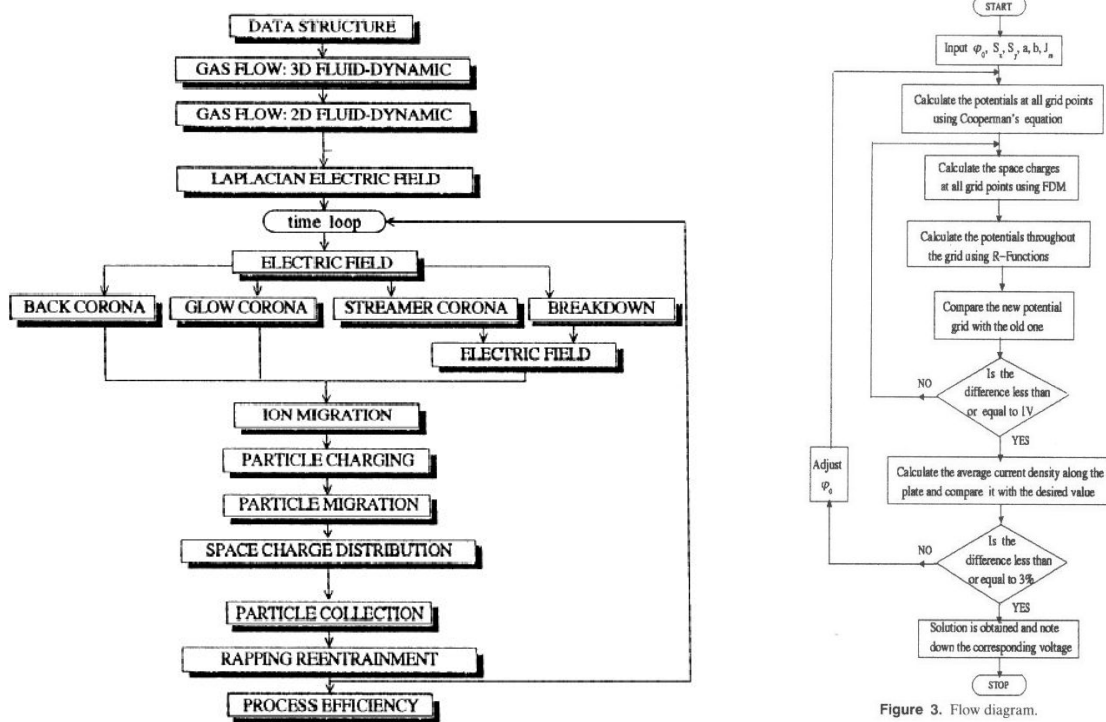


Figure 3. Flow diagram.

Figures n°13a et n°13b : diagramme de résolution des équations de Maxwell et du comportement des particules dans un électrofiltre. La figure de gauche est donnée par Gallimberti (1998, [17]) et donne le schéma de résolution complet de l'ordre de traitement des différentes étapes de modélisation. La figure de droite (Rajanikanth, 2002 [39]) montre la méthode de résolution des équations de Maxwell uniquement.

Une fois les champs électriques, la charge espace et les vitesses calculées, les données sont stockées et servent de base aux calculs de dynamique des particules.

En géométrie fil-cylindre, les auteurs utilisent préférentiellement des méthodes analytiques approchées pour la résolution des équations de Maxwell, couplées à des approches analytiques globales ou à des méthodes de résolution euleriennes de la concentration dans l'espace des particules (voir plus loin pour le détail des méthodes de calcul). Ceci est dû à la relative simplicité de la géométrie rayonnée. En géométrie fil-plaques les auteurs récents utilisent systématiquement une résolution numérique des équations de Maxwell et de la trajectoire des particules (méthode lagrangienne généralement).

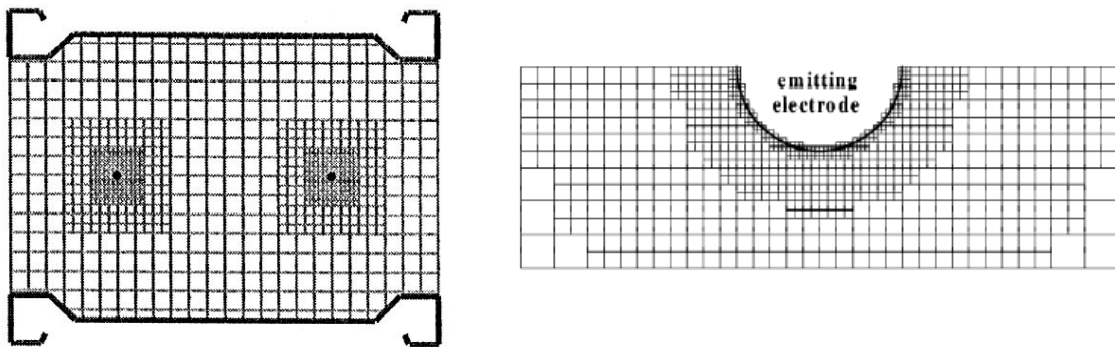
Le point dur de l'approche numérique en géométrie fil-plaque est l'application de l'équation de conservation du courant, qui n'est pas du tout triviale numériquement, et ce pour deux raisons :

- cette équation demande des conditions aux limites de charge espace assez complexes à évaluer au niveau de la frontière source du courant, le plus souvent la surface de l'électrode de faible rayon de courbure. La méthode générale consiste à tester des conditions aux limites fixes le long de la frontière de manière itérative jusqu'à ce que le courant récolté sur l'électrode de fort rayon de courbure soit cohérent avec des mesures expérimentales, ce qui est long.
- La résolution même par discrétisation pose de nombreux problèmes, car elle conduit à des solutions complexes et ne converge que difficilement. Le sens par lequel on déroule la résolution influe sur le résultat final (Une résolution complète commentée est proposée en annexe C).

Généralement la solution de l'équation de conservation du courant ne converge que dans un quadrant du domaine d'étude. La solution totale est extrapolée de ce quadrant par effet de symétrie [34].

La résolution de l'équation de Poisson se fait « facilement » par la méthode des différences finies. Cette méthode consiste à réduire une série d'équations différentielles en leur série de Taylor. La méthode des différences finies a de multiples avantages. Elle est simple à appliquer et facile à coder car elle utilise un maillage rectangulaire régulier généralement. Par contre cette méthode oblige à prendre un maillage assez fin à cause des très forts gradients de potentiel aux abords des éléments avec des faibles rayons de courbure (Kallio, cité par Lami [35], Talaie, [40]).

Une solution à ce problème consiste à utiliser un pas de maillage non constant à l'approche de l'électrode de faible rayon de courbure, comme proposé par Gallimberti [17] (Figure n°14a) pour résoudre charge espace et champ électrique. Anagnostopoulos [37] utilise un maillage rectangulaire non constant pour résoudre l'équation de Laplace (Figure n°14b), mais utilise un maillage curvilinéaire orthogonal pour la résolution de la charge espace (Figure n°15).



Figures n°14a et n°14b : maillage cartésien de pas variable de deux géométries fil-plaque selon Gallimberti [17] à gauche et Anagnostopoulos [37] à droite.

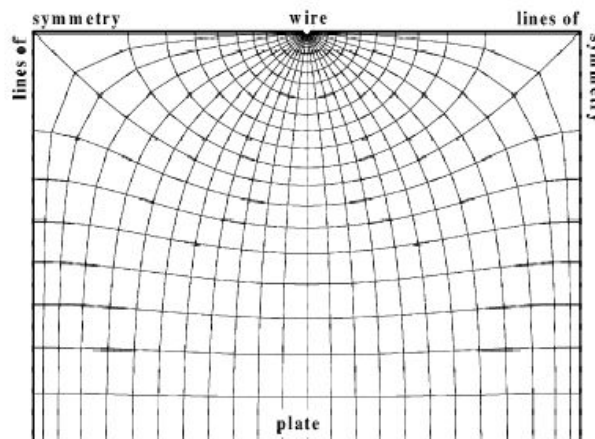


Figure n°15 : maillage curvilinéaire orthogonal selon Anagnostopoulos [37] utilisé pour la résolution de la charge espace uniquement.

Lami (1996, [35]) et Varonos (2001, [41]) utilisent un système de coordonnées curvilinéaire orthogonal qui permet de limiter drastiquement le nombre de nœuds du maillage, tout en gardant une bonne définition près de l'électrode de faible rayon de courbure. Le nombre de boucle pour la résolution est également limité et la résolution robuste (les nœuds suivent les lignes de champ électrique). Si le système est relativement séduisant dans sa définition géométrique, le passage des équations de Maxwell continues à une forme discrète et curvilinéaire est extrêmement lourde dans sa formulation. On se référera à l'annexe C pour plus de précisions.

En géométrie fil cylindre, l'équation de conservation du courant est résolue sur un seul axe (radial). Il est donc possible d'imposer directement un courant spécifique, et de déduire la charge espace, la résolution est alors relativement simple.

8.4. Conditions aux limites

Pour la résolution de l'équation de Laplace, un potentiel donné est appliqué sur la limite de l'électrode de faible rayon de courbure, et un potentiel nul sur la limite de l'électrode de fort rayon de courbure. Sur les faces de calcul n'ayant pas de conditions explicites (exemple des symétries ou d'un diélectrique parfait), il faut prendre une condition de potentiel flottant, soit un champ électrique nul à la frontière :

$$V|_{\text{electrode émettrice}} = cste \quad V|_{\text{electrode collectrice}} = 0 \quad \frac{\partial V}{\partial x_i} \Big|_{\text{axe de symétrie}} = 0 \quad (63)$$

Concrètement cela revient à imposer sur la maille de calcul suivante hors domaine de calcul (derrière la condition de symétrie) le potentiel de la maille précédente. Pour résoudre l'équation de conservation du courant en géométrie fil-plaque, il n'y a pas de condition explicite pour la valeur de charge espace contre l'électrode collectrice [42], une condition de symétrie est donc prise comme précédemment. Sur l'électrode émettrice, et uniquement en géométrie fil-plaque, la charge espace est ajustée itérativement pour que le courant collecté sur l'électrode collectrice soit égal au courant total mesuré expérimentalement, ce qui est long. Une autre méthode consiste à estimer cette charge espace selon l'approximation de Kaptzov, [42], [32]). Kaptzov estime que le champ électrique contre l'électrode de faible rayon de courbure est à peu près constant quel que soit le voltage appliqué, et de valeur proche du gradient de disruptive donné par Peek. Talaie [40] utilise également cette hypothèse. Comme le courant pour un potentiel donné peut être estimé par calcul, ρ_0 contre l'électrode de faible rayon de courbure peut être déduit de la relation suivante :

$$\rho_0 = \frac{2 \cdot J \cdot s}{f \cdot \pi \cdot R_0 \cdot \mu \cdot E_0} \text{ En géométrie fil-plaque} \quad (64)$$

Avec J la densité de courant moyenne à la surface de l'électrode collectrice, s le demi-espace entre les électrodes de faible rayon de courbure, et E_0 le champ de disruptive dépendant de la forme de l'électrode utilisée (McDonald, 1977 cité par [43], [35]).

On obtient donc comme conditions aux limites :

$$\rho|_{\text{electrode émettrice}} = \rho_0 \quad \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \Big|_{\text{electrode collectrice}} = 0 \quad \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \Big|_{\text{axe de symétrie}} = 0 \quad (65)$$

Malgré une similitude de conditions aux limites, l'électrode collectrice ne se comporte cependant pas physiquement comme un axe de symétrie, puisque à sa surface le flux de charge espace n'est pas nul (fort champ électrique à la surface). Cette condition aux limites n'est donc pas en contradiction avec la physique de l'écoulement des charges dans l'espace inter-électrodes.

9. Technologies existantes de filtres électrostatiques à particules diesel : publications et brevets

Etant donnée la très grande activité actuelle de la recherche privée sur les solutions alternatives de dépollution des échappements diesel, et l'énorme marché potentiel que pourrait représenter une solution énergétiquement viable, peu de communications sont faites sur le sujet, en particulier depuis 1995. Le but de cette partie est de présenter les quelques procédés et brevets publiés pertinents sur le sujet.

9.1. Publications

Kittelson [15] cite l'utilisation et la caractérisation d'un agglomérateur électrostatique sans effet couronne, basé sur la simple mobilité des particules diesel chargées naturellement après la combustion. Kittelson montre que 80% des particules diesel portent une charge. Chose intéressante,

Kittelson propose non seulement de récupérer les amas relargués par des cyclones ou des systèmes à impacteur, mais aussi de les réinjecter éventuellement à l'admission. L'isolation des électrodes haute tension dans le gaz d'échappement est maintenue à l'aide d'injection d'air frais sous pression, et d'un déport des inserts céramique. L'électrofiltre est constitué d'une batterie de 109 tubes de 2,54 cm de diamètre reliée à la terre et d'électrodes haute tension de 1,27 cm de diamètre. Le moteur utilisé est un Caterpillar 3304 de 75 kW et 7 litres de cylindrée. Pour une charge de 100% du moteur, l'efficacité de filtration en nombre varie de 45 à 62%, et en masse de 30 à 40%. Les particules relarguées par le système ont alors une taille supérieure à 10 μm . Les données proposées ne permettent pas de retrouver la vitesse de filtration exacte.

Un autre procédé innovant est présenté par Wadenpohl (1994, [44]) pour la filtration des particules diesel. Ce procédé combine un séparateur électrostatique à électrode émissive constituée de disques étoilés, et un cyclone simple utilisé pour la capture des amas de particules relargués depuis l'agglomérateur. Les auteurs insistent sur le fait que l'utilisation d'un cyclone pour capter les agglomérats est particulièrement compliquée à mettre en œuvre, car l'utilisation de fortes vitesses d'entrée nécessaires à une bonne capture des particules entraîne une dislocation des floes de suie, et une baisse de l'efficacité de capture. Les auteurs montrent bien par SMPS + analyse optique de très bons abattements numériques sur la fraction fine des particules et un relargage de grosses particules en sortie d'agglomérateur aux alentours de 10 μm . Cette taille de particules rejetées semble peu influencée par les vitesses de gaz dans l'agglomérateur. La géométrie de l'agglomérateur et du cyclone et leurs dimensions sont représentées dans les figures 16a, 16b et 16c :

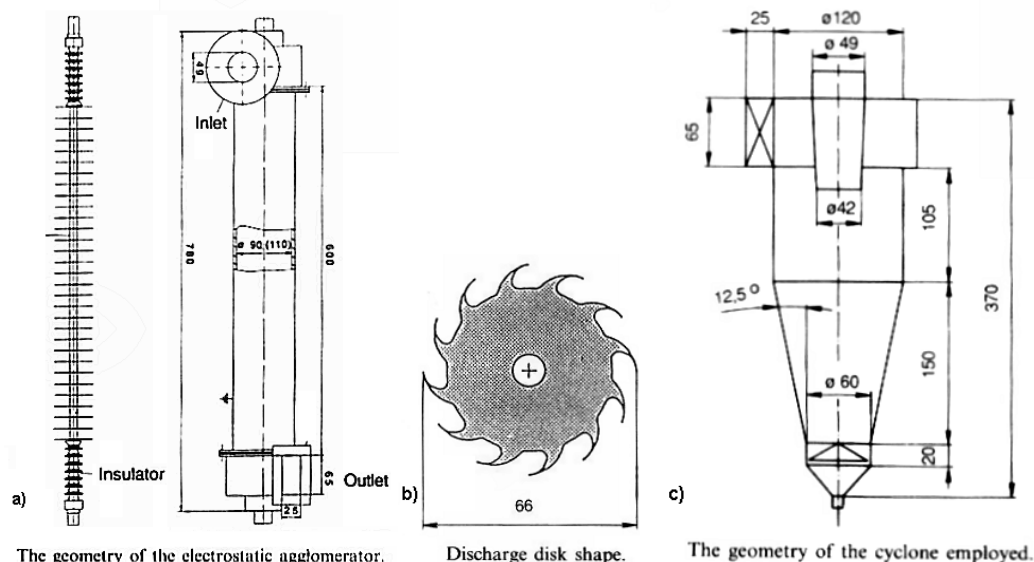


Figure n°16a, 16b, 16c : schémas de l'agglomérateur, détail d'un disque de l'électrode émissive, et cyclone utilisé en post-traitement (d'après [44]).

Les dimensions du cyclone sont relativement réduites, ce qui permet d'avoir des vitesses en entrée de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres par seconde. A ces vitesses, aucune mention n'est faite de la perte de charge induite. Le système est utilisé directement sur un moteur Volkswagen de 1900 cm^3 développant 55 kW à pleine charge. Les résultats d'efficacité massique de filtration après le cyclone sont les suivants :

Tours/minute	Charge %	Eff massique
1250	25	87
2000	50	68
2000	100	52
2500	25	67
2500	75	43
3000	25	50

L'efficacité est élevée pour les faibles débits, car la maturation des agglomérats et l'efficacité de capture de l'agglomérateur sont alors maximales. Aux forts débits, les agglomérats formés sont peu

nombreux et disloqués dans le cyclone : l'efficacité est basse, malgré des vitesses favorables à la séparation centrifuge de plus petits amas.

Peukert et Wadenpohl (2001, [45]) proposent une nouvelle géométrie intégrant directement l'agglomérateur électrostatique à un cyclone, afin d'ajouter la vitesse électrostatique à la vitesse de sédimentation centrifuge des particules diesel. Le schéma du dispositif est présenté sur la figure n°17 :

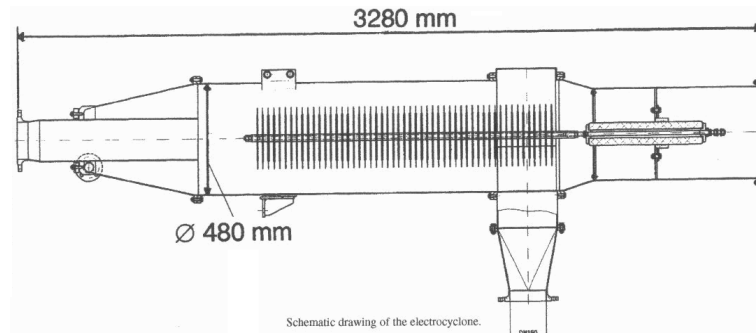


Figure n° 17 : électrocyclone dérivé du procédé précédent, avec inclusion de l'électrode émissive dans le corps du cyclone (d'après [45]).

Les particules nanométriques sont plutôt entraînées par les forces électrostatiques, alors que les particules microniques sont plutôt entraînées par la force centrifuge. Les auteurs présentent les résultats d'efficacité en masse d'un tel dispositif sur moteur diesel dans la figure n°18 :

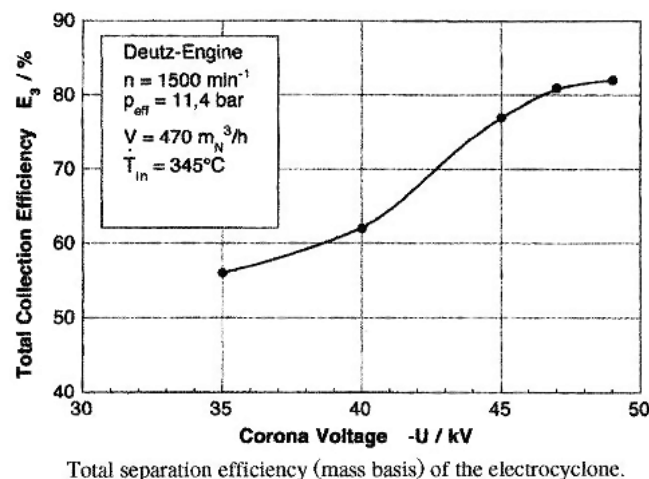


Figure n°18 : efficacité massique de l'électrocyclone de la figure n°17 en fonction du voltage appliqué à l'électrode centrale (d'après [45]).

Bien que présentant de bonnes efficacités massiques de filtration, sur un point moteur très chargé (forte émission de fumée), les dimensions du prototype rendent son application sur véhicule diesel improbable. Les auteurs font enfin remarquer qu'à partir de 1 g/m^3 , la charge espace particulaire rend la filtration des particules submicroniques impossible (nous ne confirmons pas cette information).

Enfin Kuroda (2003, [46]) présente un procédé permettant une filtration des particules et un abattement des dioxydes d'azote par DBD (Dielectric Barrier Discharge). Le système consiste en un électrofiltre plaque-plaque avec des feuillets diélectriques entre les plaques. Ceci permet d'avoir un champ électrique très important sans création d'arc électrique, car le courant de décharge est limité par la présence de la barrière diélectrique. Les électrodes utilisées font 60 mm sur le bord d'attaque et 45 mm de long. Les électrodes sont espacées de 5,5 mm. Les plaques sont ou non percées de trous, qui permettent d'avoir des zones de faible rayon de courbure et de générer de l'effet couronne. La figure n°19 montre l'efficacité de filtration sur les particules de plus de $0,3 \mu\text{m}$ (compteur optique) de ce dispositif en fonction de la puissance électrique à $1,5 \text{ m/s}$ de vitesse de filtration.

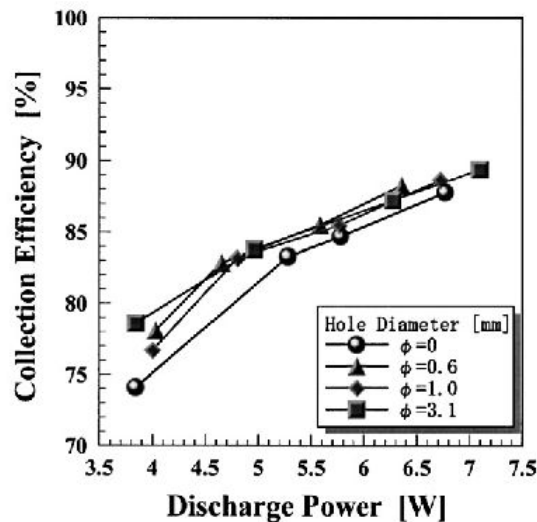


Figure n°19 : efficacité de filtration des particules supérieures à 0,3 µm de la décharge à barrière diélectrique (d'après [46]).

La mesure optique du nombre de particules diesel laisse penser que ces résultats sont à considérer avec beaucoup de recul.

9.2. Brevets (depuis 1980)

Les brevets sur la filtration électrostatique des particules diesel sont par contre plus nombreux.

Kittelson (1984, Brevet US 4316360) protège un ensemble de solution de récupération des particules diesel dérivé de sa publication [15], avec la particularité de ne pas intégrer de systèmes d'ionisation, se basant uniquement sur la charge naturelle des particules diesel en sortie de chambre de combustion. Sont revendiqués : un système plaque-plaque, un système cylindre-cylindre (comme dans la publication), un système de tubes concentriques avec des mises à la haute tension alternées, et un filtre passif traversé par un assemblage de tubes reliés à la haute tension et à la masse alternativement. Chose plus intéressante, la recirculation des particules captées et relarguées en entrée des chambres de combustion est revendiquée dans ce brevet, mais celle-ci se fait via un mélange préalable avec le carburant du véhicule. Avec les récents progrès de l'injection et la finesse des buses d'injecteurs, cette solution paraît maintenant peu réaliste techniquement.

Le brevet IT1278078 (1997) protège l'association en série d'un agglomérateur fil-cylindre et d'un cyclone, mais le brevet n'a pas encore été traduit de l'italien.

Le brevet CA2187243 (1997) protège une géométrie dérivée du brevet de Kittelson, dans laquelle une électrode émettrice de faible rayon de courbure est ajoutée en amont d'un système cylindre-cylindre pour provoquer une ionisation monopolaire des particules diesel. La régénération ou le relargage ne sont pas abordés.

Le brevet US4969328 (1990) fait référence à un filtre à particule passif, avec renforcement en amont du filtre de la charge des particules par une décharge couronne entre deux cylindres coaxiaux percés de trous favorisant l'apparition de zone ayant des faibles rayons de courbure. Ces deux cylindres n'ont pas de rôle direct dans la filtration.

Le brevet US4905470 (1990) fait référence à un électrofiltre fil-cylindre dont l'électrode collectrice est garnie d'un revêtement catalytique permettant d'améliorer la régénération du système, soit par stratégie moteur, soit par combustion naturelle des suies à basse température.

Le brevet US4620917 (1986) Protège l'enroulement en sandwich de conducteurs grillagés reliés à la haute tension et à la masse, séparés par un diélectrique poreux. L'ensemble se présente sous la forme d'une cartouche, et la filtration se fait dans l'axe de la cartouche, longitudinalement. Ce brevet revendique également, dans la même géométrie, l'empilement de disque selon le même principe. Dans ce cas la filtration se fait alors frontalement. De manière assez surprenante, l'auteur ne

revendique l'utilisation de ce procédé que pour la filtration des particules carbonées présentes dans l'huile de lubrification, et non pour les gaz d'échappement.

Le brevet US4478613 (1984) Protège la géométrie d'agglomérateur + cyclone de la publication [44]. Ce brevet est très antérieur à la publication, et aucun nom n'est commun, nous ne savons donc pas ce que les deux textes ont en rapport, à part une forte similitude dans la géométrie.

Le brevet EP0335143 (1989) est un système d'électrodes coaxiales, de type cylindre-cylindre, dont la partie centrale est reliée à la haute tension. L'électrode haute tension est recouverte d'une couche diélectrique parcourue par un filament chauffant permettant une régénération du gâteau de suies déposé à sa surface. Le procédé paraît physiquement très peu réaliste.

Le brevet DE4114935 (1991) Revendique plusieurs géométries d'inspiration fil-cylindre, fil-plaque, et plaque-plaque pour retenir les particules diesel issues d'un moteur diesel. La principale innovation provenant des agencements d'électrodes divers et variés, et des points d'ancrage et d'isolation.

Enfin le brevet le plus intéressant, car ayant actuellement un certain nombre d'applications fonctionnelles, est le brevet FR2798303, qui consiste en une filtration en géométrie fil-cylindre, avec une électrode centrale étoilée, et une électrode collectrice garnie d'un treillis métallique permettant la capture d'une grande quantité de particules sans relargage.

10. Bibliographie

- [9] Novel quasi-electrostatic air filter : a single-particle study. Gu, Journal of Electrostatics Vol 39, pages 203-230, 1997.
- [10] Applied Electrostatic Precipitation. Edité par K.R. Parker, publié par Blackie Academic and Professionnal, 1997.
- [11] Theoretical model of electrostatic precipitator performance for collecting polydisperse particles. Kim, Journal of Electrostatics Vol 50, pages 177-190, 2001.
- [12] Experimental study of electrostatic precipitator performance and comparison with existing theoretical prediction models. Kim, Journal of Electrostatics Vol 48, pages 3-25, 1999.
- [13] On the modelling of the particle dynamics in electro-hydrodynamic flow-fields : I. Comparison of Eulerian and Lagrangian approach. Schmid, Powder Technology Vol 135-136, pages 118-135, 2003.
- [14] An analysis of wire-plate electrostatic precipitator. Xiangrong, Journal of Aerosol Science Vol 33, pages 1595-1600, 2002.
- [15] Further studies of electrostatic collection and agglomeration of diesel particles. Kittelson, SAE Transactions, Vol 100, pages 454-471, 1991.
- [16] Contribution à l'étude d'un réacteur de transformation gaz-particules par une décharge électrique à effet couronne : application à l'épuration des composés iodés volatils radioactifs. Ducret, thèse INP-ENSM-ESIGEC, 1992.
- [17] Recent advancements in the physical modelling of electrostatic precipitators. Gallimberti, Journal of Electrostatics Vol 43, pages 219-247, 1998.
- [18] Fundamental processes in long air gap discharges. Gallimberti, C. R. Physique Vol 3, pages 1335-1359, 2002.
- [19] Production of chemically active species in the air by a single positive streamer in a nonuniform field. Kulikowsky, IEEE Transactions on Plasma Science Vol 25, n°3, 1997.
- [20] Analytical model of positive streamer in weak field in air : application to plasma chemical calculations. Kulikowsky, IEEE Transactions on Plasma Science Vol 26, n°4, 1998.
- [21] Effect of humidity on positive corona discharge in a three electrode system. Fouad, Journal of Electrostatics Vol 35, pages 21-30, 1995.
- [22] L'arc électrique et ses applications Tome 1. Editions du CNRS, Club EDF arc électrique, 1984.
- [23] Numerical solution of nonstationary charged coupled problems. Meroth, Journal of Electrostatics Vol 45, pages 177-198, 1999.
- [24] Simulation of corona discharge in point-plane configuration. Adamiak, Journal of Electrostatics Vol 61, pages 85-98, 2004.
- [25] Stochastic simulation of particle charging and collection characteristics for a wire-plate electrostatic precipitator of short length. Goo, Journal of Aerosol Science Vol 28, pages 875-893, 1997.
- [26] Experimental and theoretical studies of ultra-fine particle behaviour in electrostatic precipitator. Zhuang, Journal of electrostatics Vol 48, pages 245-260, 2000.
- [27] Bipolar charging and neutralization of nanometer-sized aerosol particles. Alonso, Journal of Aerosol Science Vol 8, pages 1479-1490, 1997.

- [28] Bipolar charging of ultrafine particles in the size range below 10 nm. Reischl, Journal of aerosol science Vol 27, pages 931-949, 1996.
- [29] Electric mobility of small ions in the temperature range $-40-20^{\circ}\text{C}$ at constant relative humidity of 87%. Thuillard, Journal of aerosol Science Vol 26, pages 219-225, 1995.
- [30] On the nature of small indoor air ions. Journal of Aerosol Science Vol 27, pages S445-S446, 1996]
- [31] Monte-Carlo simulation of unipolar diffusion charging for spherical and non-spherical particles. Biskos, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 707-730, 2004.
- [32] Finite element computation of corona around monopolar transmission lines. Al-Hamouz, Electrical power system research Vol 48, pages 57-63, 1998.
- [33] Current and electric field measurement in coaxial system during the positive DC corona in humid air. Zebboudj, The European Physical Journal Applied Physics Vol 7, pages 167-176, 1999.
- [34] Application of upwind and downwind schemes for calculating electrical conditions in a wire-plate electrostatic precipitator. Lei, Journal of computational Physics Vol 193, pages 697-707, 2004.
- [35] A mathematical model of electrostatic field in wires-plate electrostatic precipitators. Lami, Journal of electrostatics Vol 39, pages 1-21, 1997.
- [36] On the turbulent effects of electrohydrodynamic flows and turbulence on aerosol transport and collection in wire-plate electrostatic precipitators. Soldati, Journal of Aerosol Science Vol 31, pages 293-305, 2000.
- [37] Corona discharge simulation in wire-duct electrostatic precipitator. Anagnostopoulos, Journal of Electrostatics Vol 54, pages 129-147, 2002.
- [38] A numerical algorithm for simulation of the electric corona discharge in the triode system. Deng, Engineering Analysis with Boundary Elements Vol 23, pages 597-602, 1999.
- [39] Modeling the pre-breakdown V-I characteristics of an electrostatic precipitator. Rajanikanth, IEEE Transactions on dielectrics and electrical insulation, Vol 9, pages 130-139, 2002.
- [40] A new method to evaluate the voltage-current characteristics applicable for a single stage electrostatic precipitator. Talaie, Journal of electrostatics Vol 53, pages 221-233, 2001.
- [41] Prediction of the cleaning efficiency of an electrostatic precipitator. Varonos, Journal of electrostatics Vol 55, pages 111-133, 2001.
- [42] On the modelling of the particle dynamics in electro-hydrodynamic flow-fields : Influences of inhomogeneities on electrostatic precipitation. Schmid, Powder Technology Vol 135-136, pages 136-149, 2003.
- [43] Approximation and Reconstruction of the electrostatic field in wire-plate precipitators by a low order model. Beux, Journal of computational Physics Vol 170, pages 893-916, 2001.
- [44] Electrostatic agglomeration and centrifugal separation of diesel soot particles. Wadenpohl, Chemical Engineering and Processing, Vol 33, pages 371-377.
- [45] Industrial separation of fine particles with difficult dust properties. Peukert, Powder Technology Vol 188, pages 136-148, 2001.
- [46] Effect oh electrode shape on discharge current and performance with barrier discharge type electrostatic precipitator. Kuroda, Journal of electrostatics Vol 57, pages 407-415, 2003.

Chapitre III : Physique des particules

1. Introduction

Nous avons vu précédemment un premier niveau de complexité consistant à chercher une solution analytique de l'équation de diffusion des particules dans un électrofiltre (modèles globaux). La recherche d'une solution analytique demande beaucoup de compromis en ce qui concerne la prise en compte de tous les phénomènes physiques et des hypothèses simplificatrices parfois contestables. Le passage à la résolution numérique de cette équation permet d'intégrer beaucoup plus de paramètres. L'étude de la filtration des particules diesel demande en effet une connaissance théorique large des forces agissant sur les particules en milieu gazeux. Ce chapitre sera donc une revue des données de base concernant la physique des particules, mais aussi des découvertes récentes concernant le comportement des particules non sphériques plongées dans un champ électrique. Ce chapitre sera introduit par la présentation des méthodes de résolution de la dynamique des particules et de leurs compromis. L'utilisation relativement jeune de l'analyse numérique permet maintenant de disposer de méthodes puissantes de résolution des trajectoires de particules.

A ce jour, il semble que les méthodes de résolution lagrangiennes soient préférées pour les résolutions de problèmes liés à l'électrostatique. En effet le fait de ne pas intégrer la relation des particules entre elles est moins pénalisant pour la modélisation que de faire des hypothèses sur le champ électrique ou le niveau de charge des particules. C'est précisément pourquoi nous avons choisi cette méthode pour la création d'un modèle mathématique d'électrofiltre. D'approche plus simple mais de résolution numérique lourde, cette approche permet d'intégrer facilement nombre de phénomènes physiques rencontrés dans la filtration des particules.

Après avoir présenté la méthode eulerienne, ses avantages et inconvénients, nous introduirons la méthode lagrangienne en partant d'un bilan des forces sur une particule pour ensuite étudier les divers phénomènes affectant une particule plongée dans un champ électrique et un champ de charge espace. Deux parties seront rejetées en annexe pour faciliter la lecture du texte : une partie traitant de l'intégration numérique des phénomènes de turbulence sur la dynamique des particules (annexe D), et une partie sur la filtration passive des particules sur substrat fibreux (annexe E), qui comme nous l'avons déjà montré lors du DEA [47] d'introduction à cette étude, n'est pas le phénomène prépondérant de la filtration.

Le but de cette partie est de faire un panorama des diverses notions physiques utilisées pour la réalisation du code numérique de modélisation de l'électrofiltre à électrode poreuse.

2. Détail des approches euleriennes et lagrangiennes : choisir sa méthode.

Les procédés d'électrofiltration sont caractérisés par une interaction complexe entre dynamique des fluides, mouvement des particules et électrostatique. Les couplages suivants sont observés (selon [13]) :

- couplage fort de l'écoulement du fluide avec le champ électrique, la quantité de mouvement acquise par les ions étant transmise intégralement au fluide ;
- le champ électrique contrôle aussi bien l'écoulement de la charge espace que la charge des particules dans le temps, mais aussi leur mouvement par les forces de coulomb ;
- le flux de gaz influe bien sûr sur le déplacement des particules ;
- le transport de charge espace influence la répartition du champ électrique par la génération d'un potentiel de charge espace dans l'espace inter-électrodes ;
- pour des charges particulières de l'ordre de 1 g/m^3 , la charge espace particulière perturbe le champ électrique, et la quantité de mouvement emportée par les particules modifie les champs de vitesse du gaz ;
- enfin le flux de gaz emporte dans une faible mesure la charge espace et modifie le champ électrique, généralement au-dessus de 20 m/s .

Comme nous l'avons vu précédemment, de multiples méthodes de calculs et hypothèses simplificatrices ont été utilisées pour la résolution des champs électriques et de charge espace. Suivant les auteurs, le champ électrique est considéré comme constant dans l'espace inter-électrodes ou résolu complètement en potentiel et en charge espace par des méthodes numériques.

Les cinétiques de charge des particules (qui seront étudiées plus loin dans ce chapitre et dans les annexes H et I) sont prises en compte ou non. Dans le cas de modèles simplifiés, seule la charge de saturation est prise en compte, dans la mesure où ces cinétiques de charge sont très rapides, de l'ordre de quelques ms.

Les champs de vitesse de gaz sont calculés par différentes méthodes numériques, des modèles à hypothèse laminaire aux modèles de turbulence de type k-ε, couplés ou non à la quantité de mouvement produite par le flux d'ions de la couronne.

Enfin pour le comportement et la trajectoire des particules, les méthodes lagrangiennes et euleriennes sont applicables. La méthode eulerienne modélise la phase particulaire de manière continue et résout l'équation différentielle de la concentration particulaire. La mobilité des particules est calculée via un coefficient de diffusion directionnel constant dans tout le domaine de calcul ou plus rarement calculé localement, comprenant l'influence de la turbulence du fluide et des forces électrostatiques. Divers raffinements ont permis de tester également des coefficients de diffusion variant linéairement par rapport aux parois, pour simuler l'effet de la couche limite. Les méthodes lagrangiennes utilisent le bilan des forces sur une particule, et résolvent les problèmes de turbulence par des approches probabilistes.

Nous allons brièvement présenter la méthode eulerienne, qui ne sera pas retenue pour la modélisation de notre problème, car faisant appel à trop de simplifications, en particulier sur la charge des particules. Cette méthode est malgré tout l'approche historiquement la plus utilisée dans les publications. Le fait de ne pas pouvoir intégrer la cinétique de charge des particules est rédhibitoire dans le cas de géométrie à très faible temps de séjour. La méthode eulerienne consiste à résoudre l'équation, qui a déjà été présentée lors de la description des efficacités globales des électrofiltres (relations (2) à (11)), de manière numérique :

$$\frac{\partial}{\partial x}(C.u) - \frac{\partial}{\partial y}(C.v_e) = D_{p,x} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \right) + D_{p,y} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad (66)$$

Avec C la concentration numérique en particules, u la vitesse axiale des particules (égale à la vitesse axiale moyenne du gaz généralement), $D_{p,i}$ le coefficient de diffusion turbulent des particules dans la direction i, et v_e la vitesse de migration électrique des particules en régime de Stokes (relation (86)). Tout le problème vient des hypothèses sur les coefficients radiaux et axiaux de turbulence, comme nous l'avons vu au II.4. Une première approche est de faire l'hypothèse que ces coefficients de diffusion sont à peu près identiques. Dans le cas d'un écoulement turbulent parfaitement développé, et à l'approche d'une paroi, le coefficient de diffusion peut être évalué comme suit (White, 1986, cité par Kim [11]), par la somme de la diffusion brownienne et de la diffusion turbulente :

$$D_{p,B} = \frac{k_b.T.C_c}{3.\pi.\eta.d_p} \quad \text{diffusion brownienne} \quad (67)$$

Le coefficient de diffusion turbulent est donné par :

$$D_{p,T} = 0,12.u_* . 2.L_{dim} \quad (68)$$

u_* est la vitesse de friction donnée par :

$$u_* = \sqrt{\frac{f_r.u^2}{8}} \quad (69)$$

f_r est le facteur de friction donné par :

$$\frac{1}{\sqrt{f_r}} = -1,8 \cdot \log_{10} \left(\frac{6,9}{Re} \right) \quad (70)$$

White (1986, cité par Park [48]) propose une autre relation empirique, dont la résolution doit être numérique :

$$\frac{1}{\sqrt{f_r}} = 2,0 \cdot \log_{10} (0,64 \cdot Re \cdot \sqrt{f_r} - 0,8) \quad (71)$$

Le coefficient de diffusion global est la somme des coefficients de diffusion turbulent brownien :

$$D_p = D_{p,B} + D_{p,T} \quad (72)$$

L'équation de diffusion turbulente peut être bien sûr intégrée localement, sur de petits éléments de volume, avec des valeurs de vitesses de gaz et de champs électriques locaux. Le point crucial de la méthode est alors de pouvoir déterminer localement la dispersion turbulente des particules. Schmid fait l'hypothèse que le coefficient de diffusion des particules est à peu près égal à celui du gaz [13], ce qui conduit à :

$$D_{p,T} = 0,235 \cdot \frac{4}{9} \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (73)$$

Avec k (énergie cinétique) et ε (dissipation visqueuse) paramètres du modèle numérique k - ε de résolution des équations de Navier-Stokes. L'intégration de l'équation eulerienne de migration des particules peut donc être réalisée très finement à partir du calcul des champs de vitesse, du champ électrique et de charge espace (voir annexe D pour plus de détails). Par contre tous les phénomènes ayant trait à la cinétique de charge ne sont pas intégrables sous cette forme.

Nous avons donc choisi de développer complètement l'approche lagrangienne de résolution du mouvement des particules, qui se base sur l'intégration temporelle du bilan des forces sur une particule.

3. Notions de base de la méthode lagrangienne – bilan des forces sur une particule

Par définition et sauf indication contraire, nous estimerons dans tous les cas que les particules étudiées sont rigides et sphériques. Le bilan des forces s'appliquant à une particule plongée dans un fluide est le suivant :

$$\sum Forces = masse \cdot accélération$$

Les forces s'appliquant à une particule sont les suivantes :

- Force de traînée (force moyenne + composantes stochastiques liées au mouvement brownien et à la turbulence).
- Forces centrifuges et gravitaires (négligées ici).
- Forces électrostatiques (forces image, force de Coulomb, force de dipôle).
- Forces de Van der Waals à l'approche d'un substrat.

La force de Basset sera négligée, étant donné qu'elle intervient pour des nombres de Reynolds très élevés par rapport à notre étude, ainsi que la force d'entraînement du gaz, qui intervient dans le cas de particules dont la masse volumique s'approche de celle du fluide porteur.

3.1. Forces de traînée

La force de traînée est donnée par la relation suivante :

$$F_{drag} = C_D \cdot A_p \cdot \rho_f \cdot \frac{v_r^2}{2} \quad (74)$$

Avec v_r la vitesse relative du gaz par rapport à la particule dans une direction de l'espace et C_d le coefficient de force de traînée (relations détaillées dans l'annexe F). Dans le cas de particules sphériques très petites, le nombre de Reynolds particulaire est systématiquement inférieur à 1, et la force de traînée se simplifie alors par :

$$F_{drag} = 3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p \cdot v_r \quad (75)$$

Pour tenir compte du fait que les très petites particules peuvent glisser entre les molécules de gaz lorsque leur taille est proche du libre parcours moyen moléculaire, on ajoute un coefficient multiplicatif dit coefficient de correction de Cunningham (il existe une multitude de relations différentes) :

$$C_c = 1 + \frac{2 \cdot \lambda}{d_p} \left[1,257 + 0,4 \cdot \exp\left(-0,55 \frac{d_p}{\lambda}\right) \right] \quad (76)$$

$$\lambda = \frac{\eta}{0,499 \cdot P \sqrt{\frac{8 \cdot M_{air}}{\pi \cdot R_{gp} \cdot T}}} \quad \text{Libre parcours moyen} \quad (77)$$

Avec M_{air} la masse moléculaire du gaz en kg/mol, et $R_{gp} = 8,314 \text{ J/(mol.K)}$. Ce coefficient s'exprime aussi en fonction du nombre de Knudsen, qui traduit la continuité du milieu :

$$Kn = 2 \cdot \frac{\lambda}{d_p} \quad (78)$$

La force de traînée s'exprime alors par :

$$F_{drag,Cc} = \frac{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p \cdot v_r}{C_c} \quad (79)$$

La force exprimée en régime de Stokes permet de définir le temps de relaxation de la particule :

$$\tau = \frac{\rho_p \cdot d_p^2}{18 \cdot \eta} \quad (80)$$

En introduisant C_c :

$$\tau' = \frac{C_c \cdot \rho_p \cdot d_p^2}{18 \cdot \eta} \quad (81)$$

La mobilité d'une particule est définie par :

$$\mu_{p,mécanique} = \frac{C_c}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \quad (82)$$

Et le coefficient de diffusion brownien par :

$$D_{p,B} = k_b.T.\mu_{p,mécanique} = \frac{k_b.T.C_c}{3.\pi.\eta.d_p} \quad (83)$$

De manière générale, le coefficient de diffusion d'une particule s'exprime par [49] :

$$D_{p,B} = k_b.T.\mu_{p,mécanique} \quad (84)$$

3.2. Forces électrostatiques

Les forces électrostatiques sont de plusieurs types. Les forces de Coulomb, les plus connues, sont les forces affectant une particule chargée plongée dans un champ électrique. C'est une force de répulsion électromagnétique agissant à longue distance, et dans le cas des séparateurs électrostatiques, c'est la principale force responsable de la capture des particules. La force image est une force prenant naissance en l'absence de tout champ extérieur autre que le champ électrique de la particule chargée. Cette force prend naissance quand la particule approche une surface neutre conductrice, qui vient perturber le champ électrique extérieur de la particule, et provoque une force d'attraction sur une très faible portée. Le nom de cette force provient du fait que la perturbation du champ électrique est qualitativement et quantitativement équivalente à une particule de charge opposée se trouvant derrière la paroi et à la même distance que la particule.

La force de dipôle est le produit du moment dipolaire de la particule et du gradient du champ électrique à l'emplacement de la particule. Cette force agit dans le cas de fortes inhomogénéités du champ électrique à l'approche d'une surface.

3.2.1. Force de Coulomb

La force de Coulomb est exprimée par la relation suivante relativement simple dans la mesure où le champ électrique est facilement calculable dans une espace inter-électrodes :

$$F_c = q_p.E \quad (85)$$

Avec q_p la charge de la particule. En régime de Stokes, la vitesse de migration d'une particule soumise à un champ électrique est exprimée par :

$$v_e = \frac{q_p.E.C_c}{3.\pi.\eta.d_p} \quad (86)$$

La mobilité électrique d'une particule est donnée par la relation suivante :

$$\mu_{p,e} = \frac{q_p.C_c}{3.\pi.\eta.d_p} \text{ en } m^2V^{-1}s^{-1} \quad (87)$$

De manière générale, la mobilité électrique s'exprime de la façon suivante [49] :

$$\mu_{p,e} = \mu_{p,mécanique}.q_p \quad (88)$$

Medlin [50] cite une autre relation (simplification de l'expression du coefficient de correction de Cunningham) pour le calcul de la mobilité électrique d'une particule, du type :

$$\mu_{p,e} = \frac{q_p \cdot (1 + 0,86 \cdot Kn)}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \quad (89)$$

Il est important de noter que la vitesse du gaz et le champ électrique sont des **données locales** de l'écoulement, dans la mesure où le champ électrique n'est pas constant dans l'espace inter-électrodes et que les champs de vitesse, même dans le cas idéal d'un écoulement entre deux plans et sans turbulence, ont des structures bien particulières et ne sont certainement pas constants. Dans le pire des cas, lorsque les interactions entre particules dans l'écoulement et particules déposées doivent être évaluées (pour un modèle microscopique par exemple et à l'approche des surfaces de collecte), la perturbation du champ électrique par les particules déposées doit être évaluée. Krinke (2002, [51]) donne des éléments de réponse à ce sujet.

3.2.2. Force image

Définissons la constante diélectrique relative d'un matériau ou d'une particule. La permittivité électrique absolue de l'air (ou du vide) est égale à $8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m. La constante diélectrique relative d'un matériau est exprimée par rapport à celle de l'air :

$$\kappa = \frac{\epsilon_k}{\epsilon_0} \quad (90)$$

On connaît quelques valeurs usuelles de κ : 80,7 pour des gouttelettes d'eau, 11 pour des particules de silice, 8,6 pour des particules diesel (Henrichsen), 3 pour du carbone pur (Koizumi, [52]) et 2 pour de l'acide oléique (Leonard, 1982). κ varie de 1 pour les diélectriques parfait (vide) à $+\infty$ pour les conducteurs parfaits.

Les particules ayant une constante diélectrique basse déforment peu les lignes de champ. Ces particules ont un champ électrique interne, contrairement aux particules parfaitement conductrices, ce qui induit une forte polarisation et une charge de saturation plus faible (1/3 de celle des particules conductrices).

La force image à l'approche d'une surface plane quelconque (en terme de conductivité électrique) est donnée par la relation suivante (Jones, 1995, cité par Krinke [51]) :

$$F_{image-plan} = -\frac{q_p^2}{16 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \kappa_3 \cdot x^2} \cdot \frac{\kappa_2 - \kappa_3}{\kappa_2 + \kappa_3} \quad (91)$$

Avec κ_2 la constante diélectrique du substrat, κ_3 la constante diélectrique du gaz porteur et x la distance entre le centre de la particule et la paroi. La force image entre deux particules chargées est donnée par la relation suivante (Jones, 1995, cité par Krinke [51]) :

$$F_{image-particule} = -\left(\frac{d_{p,1}^2 \cdot q_{p,1}^2}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot x^3} - \frac{2 \cdot d_{p,1}^2 \cdot x \cdot q_{p,1}^2}{\pi \cdot \epsilon_0 (4 \cdot x^2 - d_{p,1}^2)^2} \right) - \left(\frac{d_{p,2}^2 \cdot q_{p,2}^2}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot x^3} - \frac{2 \cdot d_{p,2}^2 \cdot x \cdot q_{p,2}^2}{\pi \cdot \epsilon_0 (4 \cdot x^2 - d_{p,2}^2)^2} \right) \quad (92)$$

Avec x la distance entre le centre des deux particules. Si la seconde particule est déchargée, le deuxième terme est égal à 0. Contrairement à Krinke, Chen [53] néglige complètement la constante diélectrique du gaz séparant la surface et la particule ($\kappa_3 = 1$). Böttner [54] estime que cette force n'est sensible qu'à partir du moment où la particule est à moins d'une distance d_p de la surface, et propose donc de la négliger dans tous les cas.

3.2.3. Force de dipôle

La force de dipôle, causée par la polarisation de la particule sous l'effet d'un champ électrique, est donnée par la relation suivante :

$$\vec{F}_{dipôle} = p_p \cdot \overrightarrow{grad E_\infty} \quad (93)$$

Dans le cas d'une particule métallique (conductrice), p_p le moment dipolaire est connu :

$$p_p = 4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \kappa_3 \cdot r_p^3 \cdot E_\infty \quad (94)$$

Le gradient du champ électrique est globalement faible dans la majorité de l'espace inter-électrode. Cette force n'est à notre connaissance jamais prise en compte par les différents auteurs de publications.

3.3. Forces de Van der Waals

Les forces électrostatiques de surface (forces image) interviennent sur de très courtes distance (proportionnalité en $1/x^2$). Les forces de Van der Waals également. Krinke donne une évaluation des forces de Van der Waals à l'approche d'une surface (Israelachvili, 1992, cité par Krinke [51]) :

$$F_{vdW} = -\frac{2 \cdot A_H}{3} \cdot \frac{r_p^3}{l_{\min}^2 (l_{\min} + 2 \cdot r_p)^2} \quad (95)$$

Avec A_H la constante de Hamaker et l_{\min} défini comme la distance minimale entre la particule et le substrat (entre 4 et 5,5 Angströms). La force de Van der Waals entre deux sphères de même diamètre peut être évaluée par la relation suivante :

$$F_{vdW} = -\frac{2 \cdot A_H}{3} \cdot \frac{r_p^6}{l_{\min}^2 (l_{\min} + 4 \cdot r_p)^2 (l_{\min} + 2 \cdot r_p)^3} \quad (96)$$

La constante de Hamaker dépend des matériaux des objets en contact et du gaz qui les sépare. Si 1 et 2 (particules) dénotent les matériaux et 3 le gaz qui les sépare, l'approximation suivante peut être faite :

$$A_H = A_{H132} \approx \sqrt{A_{H131} \cdot A_{H232}} \quad (97)$$

Dans le cas d'un contact entre surfaces diélectriques, la constante de Hamaker peut être calculée (Israelachvili, 1992, cité par Krinke [51]) :

$$A_{H131} = \frac{3}{4} \cdot k_b \cdot T \left(\frac{\kappa_1 - \kappa_3}{\kappa_1 + \kappa_3} \right)^2 + \frac{3 \cdot h \cdot \nu_{UV}}{16 \sqrt{2}} \cdot \frac{(n_1^2 - n_3^2)^2}{(n_1^2 - n_3^2)^{3/2}} \quad (98)$$

Avec ν_{UV} la fréquence d'absorption principale dans le domaine UV ($\approx 3 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$), n_1 et n_3 les indices de diffraction. Dans le cas de contacts entre surfaces conductrices, la constante diélectrique est infinie, et la constante de Hamaker A_{H232} tend vers $4 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. Les phénomènes d'adhésion de particules seront repris dans le chapitre IV.

Une fois établi le bilan de toutes les forces électrostatiques, il apparaît qu'à l'approche d'une particule, et encore plus d'une paroi, les forces images et de polarisation sont peu importantes devant les forces de Coulomb et de Van der Waals (Krinke, [51]). La figure n°20 montre le rapport de ces forces à l'approche d'une particule diélectrique posée sur un substrat conducteur :

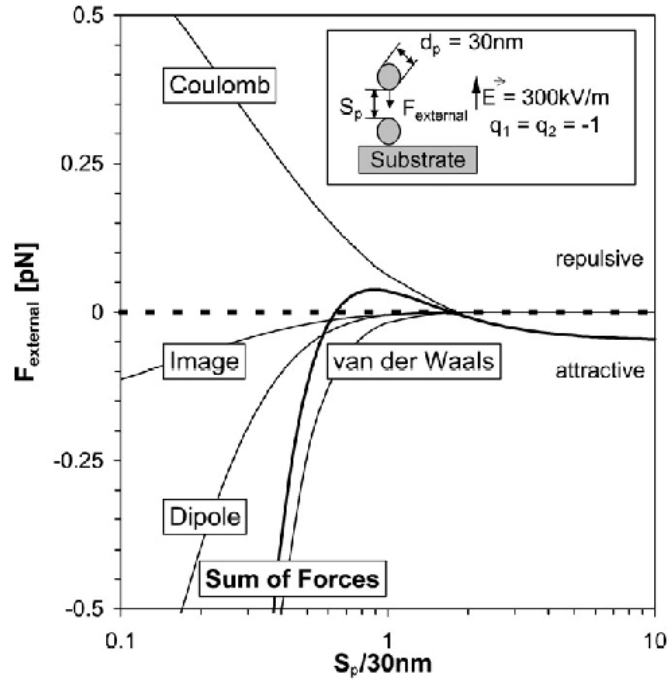


Figure n°20 : comparaison des forces électrostatiques et de Van der Waals lors de l'approche d'une particule diélectrique de 30 nm vers une autre de même taille posée sur un substrat conducteur (d'après [51]). L'axe des abscisses est normalisé par rapport au diamètre des particules. Les forces de coulomb deviennent répulsives à courte distance à cause de la charge de la particule déjà déposée.

Comme nous pouvons le voir, dans le cas de l'espace inter-électrodes, seule la force de coulomb a une influence significative sur le déplacement des particules. Böttner [54] confirme que les forces de Coulomb sont dominantes, et que la force image n'est pas effective en dessous d'une distance à la paroi équivalente à d_p . A courte distance, les forces de Van der Waals dominent toutes les autres forces.

3.4. Conclusion sur les forces appliquées aux particules

Dans la plupart des cas de résolution de la trajectoire des particules, seules les forces de Coulomb et la force de traînée sont prises en compte. En effet les forces gravitaires peuvent être considérées comme négligeables pour les particules submicroniques, étant donné les échelles de temps observées dans les électrofiltres (au plus quelques secondes de temps de séjour). De plus, les forces à courte portée (Van der Waals, force image, force de dipôle) sont très faibles et influent très peu la trajectoire des particules dans l'espace inter-électrodes, qui est infiniment plus grand que l'ordre de grandeur de la portée de ces forces. Le bilan des forces appliquées à une particule à un instant t dans une direction de l'espace se réduit donc à :

$$m_p \frac{dv_i}{dt} = q_p \cdot E - \frac{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p \cdot (\tilde{u}_i - v_i)(1 + 0,15 \cdot Re_p^{0,687})}{C_c} \quad (99)$$

Avec \tilde{u}_i vitesse instantanée du gaz dans la direction i , et v_i vitesse instantanée de la particule dans la direction i . Cette équation est intégrée dans le temps pas à pas, avec à chaque nouvelle position un calcul du champ électrique et des champs de vitesse dans chaque direction de l'espace. On pourra avantageusement intégrer cette équation par une méthode de Runge-Kutta.

4. Charge des particules

La cinétique de charge des particules et leur charge de saturation sont des phénomènes largement étudiés et de nombreux auteurs aboutissent à des solutions relativement réalistes pour des particules sphériques. Le cas des particules de forme quelconque sera peu abordé. Il est généralement résolu

par calage sur des points expérimentaux et modifications de relations déjà existantes sur des cas idéaux (ellipsoïdes).

La charge des particules est basée sur le phénomène suivant : lorsqu'une particule de charge nulle et donc de potentiel nul est placée dans un champ électrique, elle le déforme, et les lignes de champ autour de la particule convergent vers elle. En l'absence d'autres phénomènes, une répartition des charges déjà existantes pourra se faire éventuellement à la surface de la particule, aboutissant à une polarisation de celle-ci.

Lorsque cette même particule est plongée dans un champ électrique en présence d'un courant ionique, et donc de charge espace, les charges vont naturellement migrer le long des lignes de champ et converger vers la particule, tendant à charger celle-ci petit à petit. Lorsque le potentiel de la particule augmente, les lignes de champ convergent de moins en moins vers la surface de la particule et le flux d'ions diminue. Enfin lorsque le champ électrique propre de la particule chargée atteint la valeur du champ extérieur local, les lignes de champ ne convergent plus vers la particule, la charge cesse.

Deux phénomènes sont responsables du flux d'ions ou d'électrons vers la particule : l'apport d'ions précipités sur la particule par le champ extérieur et la diffusion naturelle des ions vers la particule. Ce flux d'ions diffusés devient particulièrement important lorsque les particules sont très petites, avec une taille de l'ordre du libre parcours moyen des ions dans le gaz. Il est admis que pour les grosses particules plongées dans un fort champ électrique, la charge par effet de champ est prépondérante, alors que pour les petites particules plongées dans un champ faible la charge par diffusion est majoritaire [55].

Nous allons détailler les phénomènes de charge des particules et les diverses théories et solutions permettent d'évaluer numériquement ces phénomènes.

4.1. Charge de saturation et charge par effet de champ

4.1.1. Généralités

Les phénomènes de charge d'une particule sont souvent considérés comme additionnels et indépendants, ainsi il est possible d'écrire :

Vitesse de charge totale = vitesse de charge par effet de champ + vitesse de charge par diffusion

$$\frac{dq_{total}}{dt} = \frac{dq_{champ}}{dt} + \frac{dq_{diff}}{dt} \text{ jusqu'à atteindre } q_{max} \quad (100)$$

Ceci est valable dans la plupart des cas, mais certains auteurs proposent de tenir compte de l'influence que les deux mécanismes ont l'un sur l'autre, comme il sera détaillé plus loin. Nous aborderons en premier la théorie de Pauthenier qui permet d'avoir la charge de saturation d'une particule et sa vitesse de charge dans le temps par effet de champ en régime continu. Cette théorie est maintenant largement admise et reprise par de nombreux auteurs. Nous verrons ensuite la charge de saturation proposée par Cochet, qui permet de tenir compte de la diffusion des ions vers les particules. Dans un troisième temps, nous aborderons les nombreuses théories permettant d'évaluer la vitesse de charge par effet diffusionnel, dans les trois régimes moléculaires.

La charge des particules par effet de champ en régime moléculaire libre n'est jamais abordée car négligeable ; en effet les très petites particules ne déforment pas suffisamment les lignes de champ pour pouvoir induire un flux d'espèces chargées à leur surface, autrement que par la diffusion de ces charges. Généralement la charge de saturation (q_{max}) employée par les auteurs est la charge de Cochet, qui est plus réaliste sur les très petites particules que la charge de saturation de Pauthenier. Dans les publications, la cinétique de charge des particules par effet de champ est par contre reprise systématiquement de la démonstration de Pauthenier. Enfin la vitesse de charge par diffusion est choisie parmi les nombreuses relations reprises dans l'annexe G, en fonction de la précision désirée sur les calculs.

4.1.2. Théorie de Pauthenier et Moreau-Hannot

La méthode utilisée par Pauthenier et Moreau-Hannot (cités par Zevenhoven [59]) pour exprimer la charge de saturation d'une particule est détaillée en annexe H. La charge de saturation dans le cas d'une particule conductrice est donnée par :

$$q_{\max} = 12.\pi.\varepsilon_0.r_p^2.E_{\infty} \quad (101)$$

Pour une particule de constante diélectrique finie, cette relation devient :

$$q_{\max} = 4.\pi.\varepsilon_0.E_{\infty}.r_p^2\left(1 + 2\frac{\kappa - 1}{\kappa + 2}\right) \quad (102)$$

On pourra remarquer que les particules parfaitement diélectriques se chargent trois fois moins que les particules parfaitement conductrices. L'auteur propose également une cinétique de charge par effet de champ de la forme :

$$\frac{dq_{p, \text{champ}}}{dt} = \frac{\mu_{ion} \cdot \rho_{ion}}{4.\varepsilon_0} \cdot q_{\max} \left(1 - \frac{q_p}{q_{\max}}\right)^2 \quad (103)$$

4.1.3. Cas d'un champ électrique non uniforme

Kim [56] propose de tenir compte d'un gradient de champ à l'échelle de la particule et de définir un coefficient de correction à la relation de Pauthenier. Cette relation prend tout son intérêt dans le cas de très forts gradients de champ électrique, comme c'est le cas à proximité des électrodes de faible rayon de courbure dans les électrofiltres. Kim résout l'équation du flux des charges à la surface d'une particule sphérique diélectrique et propose de prendre une équation de Pauthenier modifiée :

$$q_{\max} = \pi.\varepsilon_0.E_{\infty}.d_p^2\left(\frac{3.\kappa}{\kappa + 2}\right)(1 + \beta) \quad (104)$$

$$\beta = \left(\frac{5\kappa + 10}{6\kappa + 9}\right)\left(\frac{\Delta E}{E_{\infty}}\right) \quad (105)$$

Avec ΔE la variation maximale du champ électrique d'une extrémité à l'autre de la particule. A noter que β peut être négatif ou positif, suivant si le champ est divergent ou convergent. Kim propose également une relation de cinétique de charge modifiée. En posant :

$$\frac{q_p}{q_{\max}} = X \quad (106)$$

$$\frac{dX}{d\tau_c'} = \frac{(1 - X)^2}{(1 + \beta)} (1 - \beta X) \text{ pour } \beta < 0,1 \quad (107)$$

τ_c' est défini à l'annexe H (relation (15)).

4.1.4. Théorie de Cochet : charge de saturation

Lorsque le libre parcours moyen des ions devient du même ordre de grandeur que celui des particules, il est possible de faire l'hypothèse que tous les ions entraînés à l'intérieur du tube de force dont l'enveloppe passe à une distance égale au libre parcours moyen des ions et dont le centre est

celui de la particule sont captés. Cochet propose donc une relation combinée permettant de calculer la charge limite d'une particule par effet de champ et par diffusion vers sa surface (Cochet, 1961, cité par Böttner [54]) :

$$q_{\max} = \left[\left(1 + \frac{2\lambda_{ion}}{d_p} \right)^2 + \left(\frac{2}{1 + \frac{2\lambda_{ion}}{d_p}} \right) \left(\frac{\kappa - 1}{\kappa + 2} \right) \right] \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{\infty} \cdot d_p^2 \quad (108)$$

λ_{ion} est défini à l'annexe B (relation (15) ou (16)). Cette relation est la plus utilisée actuellement, car elle couvre la charge limite des particules dans un très grand domaine de taille et de conditions opératoires. L'équation de Cochet peut être mise sous une forme intégrable analytiquement par une approximation proposée par Bai et al. [57] : Pour les particules fines en régime moléculaire libre ($\lambda_{ion}/d_p \gg 1$), le second terme de l'équation de Cochet est ignoré, et $(1 + 2\lambda_{ion}/d_p)^2 \approx (2\lambda_{ion}/d_p)^2$:

$$q_f = 4\pi \cdot \lambda_{ion}^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{\infty} \quad (109)$$

En régime moléculaire continu ($\lambda_i/d_p \ll 1$), $2\lambda_i/d_p$ peut être négligé dans le premier et le second terme de l'équation de Cochet, ce qui conduit à :

$$q_c = \left[1 + \frac{2(\kappa - 1)}{(\kappa + 2)} \right] \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{\infty} \cdot d_p^2 \quad (110)$$

Au final, l'addition des deux équations donne une relation de charge sous-estimant légèrement l'équation de Cochet native :

$$q_{\max} = q_f + q_c \quad (111)$$

L'intérêt de passer par cette approximation est de pouvoir établir la résolution analytique de l'efficacité de filtration globale d'un électrofiltre à partir d'une granulométrie théorique (méthode eulérienne).

4.2. Charge par effet diffusionnels et régime de transition

On admet dans la pratique que la charge des particules par effet de champ n'est prépondérante que pour des particules de taille supérieure à 0,3 μm , et qu'elle devient tout à fait négligeable pour des particules de taille inférieure à 0,1 μm . Il est donc admis que :

- entre 300 et 100 nm la charge des particules se fait par diffusion et par effet de champ combinés : c'est le régime de transition. Cette transition se situe toujours en régime moléculaire ionique continu ;
- en-dessous de 100 nm la charge se fait par diffusion pure, on distingue alors le régime moléculaire de transition et le régime moléculaire pur.

En régime de transition de charge, la combinaison des deux phénomènes n'est pas tout à fait une simple addition des courants ioniques, puisque la charge par diffusion perturbe la charge par effet de champ et vice versa. Il faut donc faire appel aux relations relativement peu triviales exposées dans l'annexe G. Dans cette annexe sont également explicités les différentes relations de charge par diffusion selon le régime moléculaire ionique. Il est heureusement possible dans la plupart des cas d'utiliser des relations plus simples.

4.3. Charge totale : approche de Gallimberti et Kim

Gallimberti [17] et Kim [12] proposent un modèle appliqué en électrofiltration, en sommant directement la charge par effet de champ et la charge par diffusion en régime moléculaire libre. L'hypothèse est

faite qu'à fort champ électrique, et en régime de transition moléculaire et régime moléculaire continu, la charge par effet de champ est prépondérante. Lorsque celle-ci disparaît, pour de très faibles taille de particules, la charge par diffusion est en régime moléculaire libre établi. Pour la charge par effet de champ, l'approche de Pauthenier est utilisée, et pour la charge par diffusion en régime moléculaire libre, l'approche de White est retenue :

$$\frac{dq_{total}}{dt} = \frac{q_e \cdot \rho_{ion} \cdot \mu_{ion}}{4 \cdot \epsilon_0} \cdot q_{max} \left(1 - \frac{q_p}{q_{max}} \right)^2 + r_p^2 \cdot q_e \cdot \rho_{ion} \sqrt{\frac{8 \cdot k_b \cdot T \cdot \pi}{m_{ion}}} \cdot \exp \left\{ - \frac{q_p \cdot q_e}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_p \cdot k_b \cdot T} \right\} \left(1 + \frac{q_p}{q_s} \right) \quad (112)$$

Ce modèle a l'intérêt d'être très facilement intégrable dans le temps, avec un effort numérique limité.

4.4. Cas des particules non sphériques

4.4.1. Charge par effet de champ en champ homogène

Jusqu'ici, l'hypothèse est faite que les particules sont sphériques. La charge des particules de forme aléatoire est peu traitée. Il est possible cependant de citer deux approches du même auteur (Yoon, 2000) traitant de la charge électrique de sphères déformées par aplatissement ou élongation, à orientation invariable par rapport au champ en cours de charge, en champ homogène [58] et en champ non uniforme [55]. Selon l'auteur et pour respecter sa notation, un ellipsoïde aplati est défini comme une forme ayant un rapport entre sa longueur sur son axe de rotation et sa largeur inférieur à 1 ($a/c < 1$). Un ellipsoïde allongé est défini comme une forme ayant un rapport entre sa longueur sur son axe de rotation et sa largeur supérieur à 1 ($a/c > 1$). Les objets sont normalisés pour que leur dimension maximale ait la même longueur que le diamètre qu'une sphère de référence.

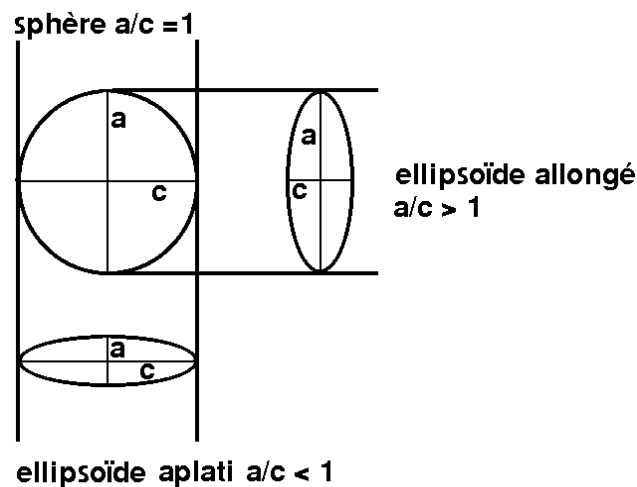


Figure n°21 : définition des ellipsoïdes allongés et aplatis selon Yoon. Une sphère de diamètre a sert de référence.

L'approche est particulièrement complexe dans la mesure où les particules peuvent prendre une infinité d'orientations par rapport au vecteur champ électrique et une infinité de facteurs de forme différents (a/c). Yoon [58] propose d'étudier les cas où le champ est parallèle ou perpendiculaire à l'axe de rotation, puis un cas avec la moyenne d'ellipsoïdes orientés au hasard. La résolution de l'équation de charge se fait de la même manière que la théorie de Pauthenier, mais en coordonnées ellipsoïdales. Les résultats sont les suivants pour la charge de saturation de particules diélectriques (constante diélectrique = 4) :

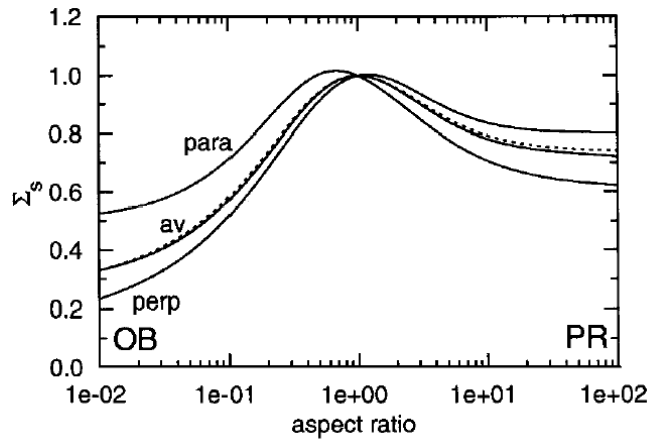


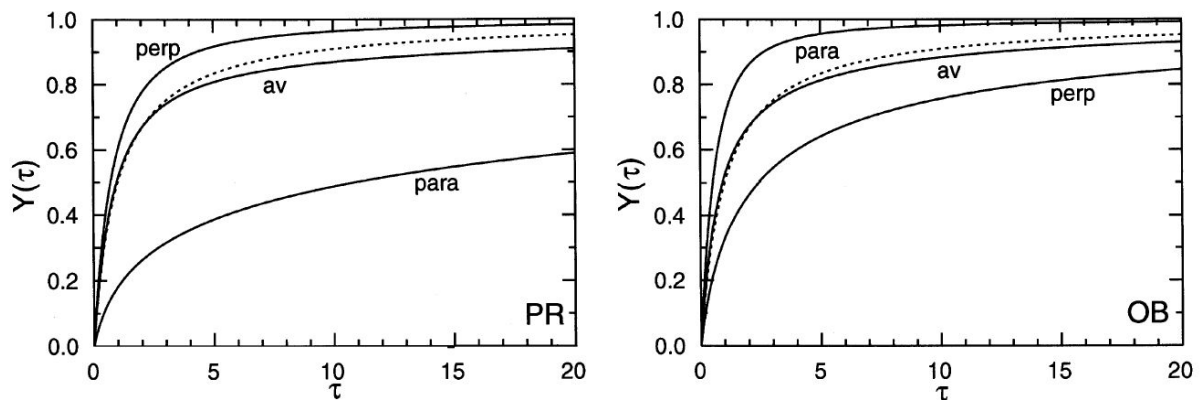
Figure n°22 : charge de saturation normalisée par rapport à une sphère de rayon a pour des ellipsoïdes, en fonction du facteur de forme a/c (d'après [58]). L'indice sur les courbes donne l'orientation de l'axe du sphéroïde par rapport au sens du champ électrique. La courbe en pointillés donne la valeur moyenne pour une orientation tirée au hasard. La ligne en pointillés présente une évaluation par une formule empirique de la charge moyenne.

La figure n°22 montre le niveau de charge de saturation normalisé par rapport à une sphère. Pour les ellipsoïdes aplatis (OB = oblate) et pour les ellipsoïdes allongés (PR = prolate) la charge de saturation globale est moins importante que dans le cas d'une sphère. Si la densité de charge surfacique d'un ellipsoïde aplati diminue par rapport à une sphère (on passe de la surface d'une sphère à la surface de deux disques asymptotiquement, soit un facteur de 2, alors que la charge totale est diminuée par 5), la charge de surface augmente beaucoup avec les ellipsoïdes allongés, puisque la charge totale reste à peu près stable et que la surface tend vers 0.

La charge de saturation moyenne des ellipsoïdes orientés aléatoirement est approchée par la relation suivante :

$$q_{\max}^{\text{moyen}} = \frac{1}{3} (q_{\max}^{\text{para}} + 2.q_{\max}^{\text{perp}}) \quad (113)$$

Les figures n°23 et 24 montrent les cinétiques de charge pour les deux types d'ellipsoïdes diélectriques (constante diélectrique = 4) en fonction de leur orientation.



Figures n°23 et 24 : cinétique de charge des sphéroïdes en fonction de leur facteur de forme (d'après [58]). Les objets aplatis (24 OB) ont un facteur de forme de 0,1, et les objets allongés (23 PR) ont un facteur de forme de 10. La courbe en pointillés montre que l'évaluation de la cinétique de charge selon la relation empirique utilisée pour la charge de saturation ne fonctionne pas.

Les figures n°23 et n°24 montrent l'évolution de la charge au cours du temps normalisée par rapport à q_{\max} charge de saturation d'une sphère. Les figures montrent que la charge de saturation et la vitesse de charge sont maximales pour les ellipsoïdes allongés lorsque ceux-ci présentent leur axe de rotation perpendiculairement au champ électrique. Pour les objets aplatis la charge de saturation et la vitesse de charge sont maximales quand l'axe de rotation est orienté parallèlement par rapport au champ électrique. Ceci s'explique par l'aspect des équations de charge. Les cinétiques et les charges de

saturation sont maximales lorsque les particules présentent leur plus grande surface face au champ électrique (plus grande surface de collecte des ions).

L'auteur précise que dans le cas d'ellipsoïdes de forme aléatoire et d'orientation aléatoire, la charge suit globalement le niveau de charge de sphère de diamètre équivalent à la longueur maximale de l'ellipsoïde. Les ellipsoïdes allongés étant globalement plus chargés. Enfin il faut garder à l'esprit que le cas traité ne prend pas en compte ni une orientation préférentielle des particules dans le champ, ni une rotation éventuelle au cours du temps, ce qui est tout à fait possible comme le démontre Zevenhoven [59].

Enfin Unger [60] observe une charge de saturation et une cinétique de charge plus forte sur des particules cubiques que sur des particules sphériques théoriques de même taille (rapport 2 à 3). Unger explique ces différences par un renforcement local des lignes de champ sur les arêtes des cubes, augmentant à la fois la cinétique de charge et la charge totale de saturation.

4.4.2. Charge par effet de champ et par diffusion en champ non homogène

La charge des particules non sphériques en champ fortement non homogène sort légèrement du cadre de cette étude et elle est traitée dans l'annexe I.

5. Agglomération des particules

Dans les gaz chargés en particules, la diffusion des particules par le mouvement brownien et la diffusion turbulente conduit les particules à s'impacter entre elles et à s'agglomérer. Cette agglomération est freinée par la présence de forces électrostatiques répulsive (chargeur monopolaire), mais augmentée par des différences de vitesses importantes entre les particules. Dans les électrofiltres, suivant leurs charges, leur mobilité et leur concentration, les particules vont avoir des tendances plus ou moins importantes à l'agglomération. Il est couramment admis que la coagulation des particules est sensible à partir de concentrations de l'ordre de 10^6 particules par cm^3 pour des particules submicroniques (Robinson, 1998 [61]).

Le coefficient d'agglomération permet de lier le nombre de particules à leur décroissance :

$$\frac{dN}{dt} = -K.N^2 \quad (114)$$

Le coefficient de coagulation brownien pour un aérosol mono dispersé est donné par :

$$K_m = \frac{8.k_b.T.C_c}{3.\eta} \quad (115)$$

Pour des particules submicroniques dans l'air, ce coefficient a des valeurs de l'ordre de $10^{-15} \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$. Le coefficient de collision a la dimension d'un flux volumique et représente physiquement le volume de collision entre les deux particules par unité de temps. Pour deux particules non identiques, ce coefficient devient (Friedlander, 1977) :

$$K_{m,\text{friedlander}} = \frac{2.k_b.T}{3.\eta} \left[\frac{C_{c,i}}{d_{p,i}} + \frac{C_{c,j}}{d_{p,j}} \right] [d_{p,i} + d_{p,j}] \quad (116)$$

Kim [62] cite la relation complète pour le coefficient d'agglomération (d'après Fuchs, 1964) :

$$K_{m,Fuchs} = K_{m,Freidlander} \cdot \left(\frac{d_{p,i} + d_{p,j}}{d_{p,i} + d_{p,j} + 2(g_i^2 + g_j^2)^{1/2}} + \frac{8(d_{p,i} + d_{p,j})}{(\bar{v}_i^2 + \bar{v}_j^2)^{1/2}(d_{p,i} + d_{p,j})} \right) \quad (117)$$

$$g_i = \frac{1}{3.d_{p,i}.l_i} \left[(d_{p,i} + l_i) - (d_{p,i} + l_i^2)^{3/2} \right] - d_{p,i} \quad (118)$$

$$l_i = \frac{8.D_{p,i}}{\pi.v_{p,i}} \quad (119)$$

$$D_{p,i} = \frac{k_b.T}{3.\pi.\eta.d_{p,i}} \left(\frac{5 + 4.Kn + 6.Kn^2 + 18.Kn^3}{5 - Kn + (8 + \pi).Kn^2} \right) \quad (120)$$

La deuxième partie de la relation est semble-t-il couramment négligée. Lorsque les particules sont chargées, un facteur de correction vient modifier ce coefficient d'agglomération (Fuchs, 1964) :

$$K'_m = \frac{K_m}{f_{charge}} \quad (121)$$

$$f_{charge} = \frac{e^y - 1}{y} \quad (122)$$

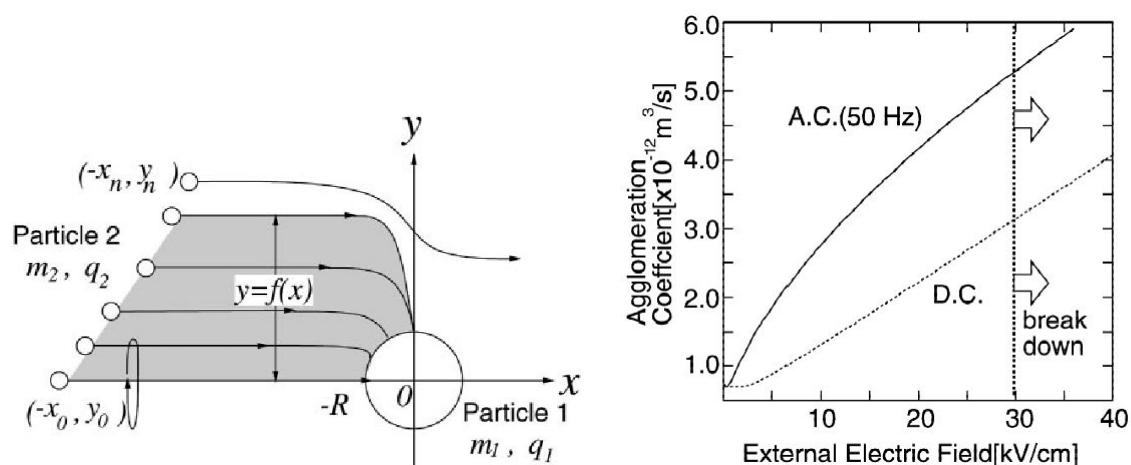
Avec y rapport de l'énergie potentielle thermique sur l'énergie potentielle électrique entre deux particules en l'absence de champ électrique extérieur (Fonction de stabilité de Fuchs) :

$$y = \frac{1}{2.\pi.\epsilon_0} \frac{q_{p,i}.q_{p,j}.q_e^2}{k_b.T(d_{p,i} + d_{p,j})} \quad (123)$$

y est inférieur à 1 pour des forces attractives, et supérieur à 1 pour des charges identiques et répulsives. Il est intéressant de noter qu'un aérosol chargé monopolaire aura tendance à voir sa concentration diminuer dans le temps, non pas par agglomération, mais par répulsion électrostatique vers les parois, il est donc important lors des mesures expérimentales de ne pas prélever trop loin d'un précipitateur électrostatique, qui est un excellent générateur d'aérosols monopolaires. En présence d'un champ électrique, Koizumi [52] propose une méthode d'évaluation du coefficient d'agglomération basé sur le volume de collision réel de deux particules ayant une vitesse relative due au champ électrique et à un différentiel de mobilité électrique. Koizumi donne une estimation du coefficient d'agglomération sous champ électrique :

$$K_E = A.v'_e \quad (124)$$

Avec A la section efficace de collision, et v'_e la vitesse relative des deux particules. La section efficace de collision dépendant de la force d'attraction entre les deux particules et de la vitesse relative d'approche, elle ne peut être évaluée que numériquement. Les figures n°25 et 26 montrent la méthode de calcul de la section efficace et les résultats numériques :



Figures n°25 et n°26 : méthode de calcul de la section efficace de collision et coefficients d'agglomération calculés avec un champ électrique continu ou alternatif à 50 Hz, pour des sphères de carbone de $1 \mu\text{m}$ de charge opposée (d'après [52]).

La figure n°26 montre une très forte augmentation du coefficient d'agglomération en présence de champ électrique pour deux particules de charge opposée. Le volume de capture prend la forme d'un tube ayant pour diamètre la section efficace. L'imposition d'un champ électrique alternatif augmente encore le coefficient d'agglomération, car les deux particules oscillent en sens opposé, ce qui augmente le volume de capture. L'auteur conseille alors d'utiliser un champ de forte amplitude et de basse fréquence (quelques Hz), car aux fortes fréquences, le mouvement électrique relatif des particules devient nul, et le coefficient d'agglomération se rapproche des valeurs théoriques données par Fuchs. Il semble qu'il faille au plus prendre une fréquence d'oscillation égale au temps de relaxation des particules considérées (ce qui n'est pas évoqué par Koizumi en ces termes).

6. Bibliographie

- [11] Theoretical model of electrostatic precipitator performance for collecting polydisperse particles. Kim, Journal of Electrostatics Vol 50, pages 177-190, 2001.
- [12] Experimental study of electrostatic precipitator performance and comparison with existing theoretical prediction models. Kim, Journal of Electrostatics Vol 48, pages 3-25, 1999.
- [13] On the modelling of the particle dynamics in electro-hydrodynamic flow-fields : I. Comparison of Eulerian and Lagrangian approach. Schmid, Powder Technology Vol 135-136, pages 118-135, 2003.
- [17] Recent advancements in the physical modelling of electrostatic precipitators. Gallimberti, Journal of Electrostatics Vol 43, pages 219-247, 1998.
- [47] Filtration des particules de suie issues des moteurs à mélange pauvre par matrice fibreuse associée à un champ électrique. Raphaël Boichot, Diplôme d'Etude Approfondie de Génie des Procédés Option Génie de l'environnement, ESIGEC 2002.
- [48] An improved modelling for prediction of grade efficiency of electrostatic precipitators with negative corona. Park, Journal of Aerosol Science Vol 33, pages 673-694, 2002.
- [49] size and mobility of manometers particles, clusters and ions. Tammet, Journal of Aerosol Science Vol 26, pages 459-475, 1995.
- [50] A pseudotransient approach to steady state solution of electric field-space charge coupled problems. Medlin, Journal of electrostatics Vol 43, pages 39-60, 1998.
- [51] Microscopic aspects of the deposition of nanoparticles from the gaz phase. Krinke, Journal of Aerosol Science Vol 33, 2002.
- [52] Estimation of the agglomeration coefficient of bipolar-charged aerosol particles. Koizumi, Journal of Electrostatics Vol 48, pages 93-101, 2000.
- [53] An eulerian model for particle deposition under electrostatic and turbulent conditions. Chen, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 47-62, 2004.
- [54] The role of space charge density in particulate processes in the example of the electrostatic precipitator. Böttner, Powder Technology Vol 135-136, pages 285-294, 2003.
- [55] Continuum theory for ionic field charging of spheroidal aerosols in nonuniform electric field. Yoon, Chemical Engineering Science Vol 55, pages 5485-5495, 2000.
- [56] Field charging of spherical particles in linear electric field. Kim, Journal of Colloids and Interface Science Vol 186, pages 209-211, 1997.
- [57] A model to predict the system performance of an electrostatic precipitator for collecting polydisperse particles. Bai, Journal of Air and Waste Management Association Vol 45, pages 908-916, 1995.
- [58] Continuum field charging of dielectric spheroids. Kwon, Journal of Colloid and Interface Science Vol 221, pages 313-315, 2000.
- [59] Unipolar field charging of particles : effects of particle conductivity and rotation. Zevenhoven, Journal of Electrostatics Vol 46, pages 1-12, 1999.
- [60] Unipolar field charging of particles by electrical discharge : effect of particle shape. Unger, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 965-979, 2004.
- [61] Coagulation of cigarette smoke particles. Robinson, Journal of Aerosol Science Vol 30, pages 533-548, 1999.

[62] Modeling nucleation and coagulation modes in the formation of particulate matter inside a turbulent exhaust plume of a diesel engine. Kim, Journal of Colloid and Interface Science Vol 249, pages 96-103, 2002.

Chapitre IV : Adhésion des particules et relargage

1. Introduction

Les particules déposées sur une surface y sont retenues par des forces d'adhésion qui proviennent de l'interaction surface-particule. Nous avons brièvement abordé les différentes interactions surface-particule dans la partie concernant le bilan des forces appliquées à une particule et nous avons vu que ces forces sont de deux types : les forces de Van der Waals et les forces électrostatiques.

La collision entre une surface et une particule est caractérisée en terme d'énergie : lorsqu'une particule s'approche d'une surface, elle tombe dans un puits de potentiel, dont elle ne pourra sortir si son énergie cinétique est insuffisante.

Les forces de Van der Waals sont des forces résultant d'interactions à très courtes distances entre les dipôles constitutifs des molécules des deux surfaces en présence. Ces dipôles ont même naturellement tendance à se réorganiser dans la matière pour favoriser la force d'attraction.

Les forces électrostatiques sont du type force image et force de Coulomb, si l'effet du champ électrique se fait encore ressentir sur la particule. L'importance de ces forces varie en fonction de la déformabilité des surfaces des deux corps en présence, de leur charge, et de l'aspect de la surface collectrice.

2. Forces de Van der Waals

Nous allons reprendre la théorie de l'attraction des surfaces par forces de Van der Waals. Deux approches sont utilisées actuellement pour évaluer ces forces : l'approche microscopique et l'approche macroscopique [63]. L'approche microscopique consiste à faire l'addition sur toute la surface de contact des interactions dipôle-dipôles entre les molécules des deux corps. Bradley (1932) et Hamaker (1937) ont développé cette approche additive. La force d'adhésion entre deux sphères est donnée par la relation suivante (Hamaker) :

$$F_a = \frac{A_H \cdot r}{6.l_{\min}^2} \quad (125)$$

$$\frac{1}{r} = 2 \cdot \left(\frac{1}{d_{p1}} + \frac{1}{d_{p2}} \right) \quad (126)$$

Avec A_H la constante de Hamaker, et l_{\min} la distance de séparation entre les particules. Cette distance semble être de l'ordre de quelques Angströms. Callé [63] cite une valeur voisine de 4 Angströms, Theerachaisupakij donne 5,5 Angströms. Lorsque l'on fait tendre un des deux diamètres vers l'infini, on se retrouve dans le cas de l'adhésion d'une sphère sur un plan, et l'expression de la force d'adhésion devient :

$$F_a = \frac{A_H \cdot d_p}{12.l_{\min}^2} \quad (127)$$

L'approche macroscopique consiste à résoudre les équations de Maxwell entre deux particules de constantes diélectriques différentes et conduit à une expression semblable (Lifshitz, 1956, cité par Callé [63]). Cependant, l'approche macroscopique ne permet de résoudre que des cas très simples et l'approche microscopique de Hamaker est globalement préférée. Tsai (1999, cité par [63]) cite quelques valeurs de constantes de Hamaker usuelles : pour le carbone graphite, cette constante est égale à $4,69 \cdot 10^{-19}$ J, pour l'acier, cette constante est égale à $2,12 \cdot 10^{-19}$ J. Les forces pour des particules de l'ordre de $1 \mu\text{m}$ sont de l'ordre de 10^{-7} N, ce qui est important au regard de leur taille et surpasse largement tous les autres types de forces de plusieurs ordres de grandeur, en particulier les forces électrostatiques. A noter qu'il existe d'autres modèles d'adhésion, beaucoup moins triviaux à

utiliser. Ziskind [64] présente deux approches différentes basées sur l'évaluation des énergies de surface. Les énergies de surface (notées γ_s) des matériaux sont comprises entre 0,001 et 0,1 J/m² (Wang, 1990, cité par Ziskind [64]). La force résultant du contact de deux matériaux est donnée par la relation suivante :

$$F_{surf} = \frac{3}{4} \pi \gamma_s d_p \quad (128)$$

Reeks (cité par Ziskind [64]) préfère remplacer le diamètre de la particule par le rayon d'aspérité (rayon de courbure des aspérités de la surface de contact). Kim (1999, cité par Ziskind [64]) estime que des aspérités de surface de 45 Angström sont suffisantes pour réduire la force d'adhésion de manière significative.

Enfin Ibrahim [65] intègre également la force de Hertz dans son modèle, qui est une force de déformation entre la particule et le plan de contact, et qui dépend des paramètres mécaniques des matériaux (module d'Young et coefficient de Poisson). Ce même auteur précise que la force d'adhésion augmente avec l'humidité relative de l'air utilisé pendant les essais.

3. Forces électrostatiques

Les forces électrostatiques agissant à très faible distance sont de deux types : force image et force de Coulomb (dans une moindre mesure). La force image a déjà été définie précédemment comme la force agissant sur une particule chargée approchant d'une surface non chargée, équivalent à l'attraction d'une autre particule de charge opposée située derrière la surface à même distance. Un rapide calcul montre que pour des particules entre 100 nm et 10 µm à leur charge de saturation à 5 kV/cm contre une paroi plane (situation dans le meilleur des cas dans un électrofiltre, soit une charge surfacique de 10 µC/m²), les forces de Van der Waals sont toujours prépondérantes. Hays (1991, cité par Ziskind [64]) estime que les forces électrostatiques deviennent comparables aux forces de Van der Waals pour des densités de charge surfacique de 16000 µC/m², ce qui correspond à peu près à nos calculs. Les forces électrostatiques sont donc complètement négligeables dans le bilan des forces sur une particule adhérant à une paroi.

4. Relargage des particules

Plusieurs théories s'affrontent pour estimer dans quelle mesure une particule touchant une paroi sera relarguée ou non lorsque celle-ci est placée dans un fluide en mouvement. L'approche selon laquelle la vitesse moyenne du fluide induit une force de traînée moyenne qui est directement comparée à la force d'adhésion est peu réaliste, de par l'aspect probabiliste du relargage des particules et la direction des forces. Pour analyser le relargage des particules dans le temps, une approche basée sur la turbulence du fluide est nécessaire [64]. Malgré tout, l'analyse de l'équilibre des forces permet de donner des ordres de grandeur de tailles critiques de particules pouvant être fixées sur une paroi sans relargage [66]. Trois modes de relargage sont constatés :

- envol de la particule lorsque la force de portance est supérieure à la force d'adhésion ;
- glissement de la particule lorsque la force de traînée est supérieure à la force d'adhésion moins la force de portance multipliés par un coefficient correcteur (coefficient de friction statique) ;
- roulage lorsque le moment d'entraînement de la particule est supérieur à son moment d'adhésion.

4.1. Equilibre des forces

4.1.1. Données préliminaires

Toutes les modélisations et approches théoriques étudiées se basent sur l'étude du comportement d'une particule plongée dans la couche limite d'un écoulement turbulent. Il est donc nécessaire d'introduire un certain nombre de termes sans dimensions pour aborder cette partie. La vitesse de

friction a été définie à la relation (69) et est notée u_* . Une distance à la paroi y^+ et un diamètre de particule adimensionnels sont définis :

$$y^+ = \frac{y \cdot u_*}{\nu_c} \quad (129)$$

$$d_p^+ = \frac{d_p \cdot u_*}{\nu_c} \quad (130)$$

$$u_* = 0,19887 \cdot Re^{7/8} \cdot \frac{\nu_c}{d_{tube}} \quad (131)$$

La vitesse radiale dans un écoulement tubulaire est définie par la relation empirique suivante (Chlichting, 1979, cité par Ziskind [64]) :

$$\frac{u}{u_{\max}} = \left(\frac{y}{d_{tube}/2} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (132)$$

Avec u_{\max} la vitesse au centre du tube ($u \cdot 2^{0.5}$) et $n = 7$ pour un écoulement turbulent parfaitement développé ($Re = 10^5$), n décroissant peu avec le nombre de Reynolds. Le cisaillement dans la couche limite d'un écoulement turbulent, tant que y^+ est inférieur à 5, est défini comme suit :

$$\dot{\gamma} = \frac{du}{dy} = \frac{u_*}{\nu_c} \quad (133)$$

On pourra se reporter aux publications de Chen [53] et de Park [48] pour avoir une description plus fine des vitesses dans la couche limite d'un écoulement turbulent.

4.1.2. Envol de la particule

Une sphère placée contre une paroi et plongée dans la couche limite d'un écoulement laminaire ou turbulent subit une force de traînée et une force de portance (lift force) :

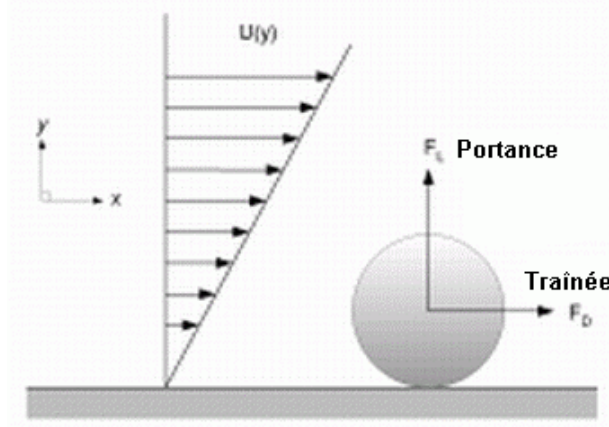


Figure n°27 : forces de traînée et de portance que subit une particule déposée sur une paroi (d'après [64])

O'Neill (1968) a donné l'expression exacte de la force de traînée dans ce cas :

$$F_{drag,plan} = 6\pi\eta\dot{\gamma}\left(\frac{d_p}{2}\right)^2 \cdot 1,7 \quad (134)$$

Leighton et Acrivos (1985, cités par Ziskind [64]) ont défini la force de portance sur une sphère dans le cas de la couche limite d'un écoulement à faible nombre de Reynolds et Ziskind [64] fait l'hypothèse que même pour un écoulement turbulent la relation reste valable étant donné que les particules restent majoritairement plongées dans la couche limite :

$$F_{lift}^+ = 0,58.(d_p^+)^4 \quad (135)$$

Cette force est exprimée sans dimension sous la forme :

$$F_{lift}^+ = \frac{F_{lift}}{v_c^2 \cdot \rho_g} \quad (136)$$

On pourra se référer à Ziskind [64] pour l'expression de la partie fluctuante de la force de décollement, dérivée de la fluctuation du cisaillement dans la couche limite. Deux types de fluctuations sont prises en compte, la fluctuation de la vitesse dans le sens de l'écoulement, et la fluctuation de la vitesse perpendiculaire à la paroi :

$$F_{lift, fluctuante}^+ = 0,055(d_p^+)^4 \text{ dans l'axe de l'écoulement} \quad (137)$$

$$F_{lift, fluctuante}^+ = 0,02(d_p^+)^3 \text{ perpendiculairement à la paroi} \quad (138)$$

L'analyse simple du décollement des particules comme un équilibre de forces statiques n'est donc pas satisfaisant, dans la mesure où expérimentalement le phénomène de relargage suit une loi en $1/t$. De nombreux auteurs ont donc développé une analyse probabiliste de l'équilibre des forces, l'hypothèse est faite que les forces hydrodynamiques moyennes et fluctuantes entrent en jeu pour dépasser les forces d'adhésion et entraîner le décollement de la particule. Cette approche a l'avantage de remarquablement bien simuler la dynamique de relargage dans le temps observée expérimentalement. Cleaver et Yates (cités par Ziskind [64]) donnent une estimation globale de la fraction probable de surface nettoyée pour une classe de particules, dont une fraction α est concernée par la turbulence à un instant t . ε est la proportion de particules de taille d_p dans la granulométrie de l'aérosol :

$$R(t) = \varepsilon \left[1 - \left(1 - \frac{\alpha}{270} \right)^{\left(\frac{u_s^2}{75 \cdot v_c} \right) t} \right] \quad (139)$$

Tout le problème étant de pouvoir estimer la fraction de paroi exposée à la turbulence du fluide. Aucune donnée expérimentale n'a permis de vérifier ce modèle. Wen et Kasper (1989, cités par Ziskind [64]) observent expérimentalement que le diamètre moyen des particules reentraînées est inversement proportionnel au nombre de Reynolds, donc à la turbulence et à la vitesse. Ceux-ci proposent alors un modèle de relargage du type cinétique de désorption. Braaten et al. (1990, cités par Ziskind [64]) développent un modèle de reentraînement basé sur une simulation de type Monte-Carlo de la distribution spatiale et temporelle des turbulences. Ils bornent l'intensité maximale et minimale des pics de turbulence. Enfin Matsusaka (1991, cité par Ziskind [64]) introduit une fonction de distribution des forces d'adhésion des particules pour compléter le modèle. Aucun de ces modèles statistiques ne permet d'estimer de manière simple la probabilité de relargage d'une particule au cours du temps en fonction de sa taille et de paramètres globaux de la turbulence. Les modèles numériques de type Monte-Carlo restent particulièrement pertinents dans la résolution de ce type de problèmes. Malgré cela, un certain nombre d'auteurs estiment qu'en général, la turbulence n'intervient pas dans le relargage des particules micrométriques (Ibrahim [67]).

4.1.3. Glissement de la particule

La particule ne décolle pas et se contente de glisser si :

$$F_{drag} > k_s \cdot (F_a - F_{lift}) \quad (140)$$

Avec k_s coefficient de friction statique.

4.2. Equilibre des moments

Ziskind [64] et Theerachaisupakij [66] développent une autre approche, basée sur l'analyse des moments. Tout comme il est possible de définir un bilan des forces sur une particule, avec une force d'adhésion et une force de soulèvement, il est possible de définir un moment de rotation induit par le gaz :

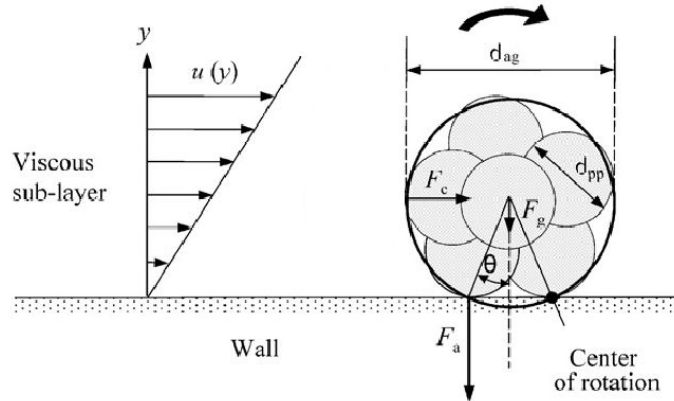


Figure n°28 : Equilibre des moments sur un agglomérat de particules déposé sur une paroi (d'après [66]).

L'avantage de l'approche de Theerachaisupakij [66] est qu'elle se base sur l'utilisation d'agrégats et peut très bien être rapprochée de la théorie des amas fractaux. L'auteur traite également du cas où la gravité intervient et du cas où une particule vient heurter l'amas, on se référera donc à la publication pour compléter l'étude. Le moment d'adhésion (selon la figure n°28) est exprimé par :

$$M_a = F_a \cdot d_{ag} \cdot \sin(\theta) \quad (141)$$

$$M_a = 0,0833 \cdot A_H \cdot J_{\min}^{-2} \cdot k_0 \cdot d_{pp}^2 \cdot \sin(\theta) \quad (142)$$

$$k_0 = \frac{d_{ag}}{d_{pp}} \quad (143)$$

Avec F_a la force d'adhésion de type Van der Waals. La gravité et les forces électrostatiques sont négligeables devant les autres forces. L'hypothèse est faite que une seule particule primaire retient l'amas (cas défavorable). L'auteur prend $\tan(\theta) = 3$ ce qui correspond à un angle de 16-17°. Le moment de la force de traînée est donné par Kousaka et Matsusaka (cités par Theerachaisupakij [66]) :

$$M_{drag} = \frac{15 \cdot \pi}{16} \cdot \dot{\gamma} \cdot d_{ag}^3 \quad (144)$$

$$\dot{\gamma} = 0,0396 \cdot \rho_g \cdot \nu_c^{1/4} \cdot d_{tube}^{-1/4} \cdot u^{7/4} \quad (145)$$

En faisant l'équilibre des moments (la particule est roulée puis emportée si le moment de la force de traînée dépasse le moment d'adhésion) :

$$M_{drag} = M_a \quad (146)$$

Ce qui conduit en recherchant la vitesse à l'équilibre des moments à :

$$u_{critique} = 0,825 \cdot A_H^{4/7} \cdot I_{min}^{-8/7} \cdot \rho_g^{-4/7} \cdot \nu_c^{-1/7} \cdot d_{tube}^{1/7} \cdot k_0^{-8/7} \cdot \sin(\theta)^{4/7} \cdot d_{pp}^{-4/7} \quad (147)$$

$u_{critique}$ étant la vitesse à partir de laquelle l'agglomérat sera relargué. L'auteur trouve une très bonne corrélation entre ce modèle théorique et ses mesures expérimentales sur des particules microniques, et montre que le relargage des amas submicroniques est majoritairement dû à la force de traînée, alors que le reentrainement des amas micrométriques est majoritairement dû à l'impaction par d'autres particules micrométriques lorsqu'elles sont présentes. Ibrahim [67] décrit le critère pour qu'une particule sphérique se mette à rouler sur une paroi avant de décoller :

$$1,4 \cdot r_p \cdot F_{drag} + a \cdot F_{lift} > a \cdot F_a \quad (148)$$

Avec a le rayon de contact à la séparation, donné par la relation suivante (théorie JKR) :

$$a = \left(\frac{6 \cdot \pi \cdot \gamma_s \cdot r_p^2}{4 \cdot K} \right) \quad (149)$$

$$K = \frac{4}{3} \left[\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right]^{-1} \quad (150)$$

Avec ν_i et E_i les modules d'Young et coefficients de Poisson des deux matériaux en contact

4.3. Données expérimentales

Hall (1988, cité par Ziskind [64]) fournit une relation liant la force de portance adimensionnelle critique des particules et leur diamètre, dans le cas de sphères de verre sur une surface lisse :

$$F_L^+ = (20 \pm 1,57) \left(\frac{d_p^+}{2} \right)^{2,31 \pm 0,02} \quad 1,8 < d_p^+ / 2 < 70 \quad (151)$$

Cette relation diffère notablement de celle de Leighton (relation (135)), parce qu'il semble que ces essais ont été conduits dans un cas où l'épaisseur de la couche limite était inférieure à la taille des particules (d'après Ziskind [64]).

Matsusaka [68] publie des résultats expérimentaux concernant la déposition de particules d'alumine de différents diamètres dans des écoulements turbulents, jusqu'à obtenir une absence totale de déposition, ce qui correspond à la vitesse critique de relargage des particules pour une taille donnée. Matsusaka distingue deux types de dépôts. Le premier type est un dépôt continu de particules formé à faible vitesse et d'épaisseur constante malgré l'apport de particules. L'épaisseur constante est expliquée par le fait que les particules forment entre elle des agglomérats sur la surface de manière aléatoire (en fonction de leur lieu d'impact), qui grossissent jusqu'à atteindre la taille critique de libération et d'envol à la vitesse du fluide. Le second type de dépôt se forme quand la vitesse du gaz approche de la vitesse critique de libération des particules non agglomérées, et forme des bandes mouvantes. Les particules se déposent en avant du front de particules, puis les amas grossissent et sont finalement relargués en arrière du dépôt, qui avance ainsi lentement. Au-delà de cette vitesse critique, plus aucun dépôt n'est observé, les particules qui impactent la surface sont immédiatement relarguées.

La figure n°29 montre la vitesse critique de libération des particules étudiées par Matsusaka et la zone dans laquelle se forme le dépôt en bandes. La vitesse considérée est celle d'écoulement moyenne dans le dispositif, l'écoulement étant turbulent.

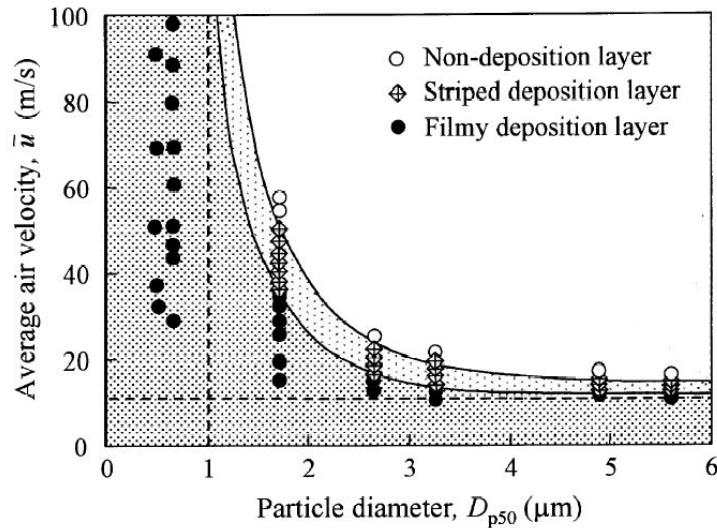


Figure n°29 : vitesse critique de relargage de particules d'alumine selon Matsusaka en fonction de leur diamètre (d'après [68]). La zone grisée claire correspond au dépôt en bandes, la zone grisée foncée au dépôt continu de particules.

Ibrahim [67] publie également des résultats de relargage de micro-sphères de verre et d'acier inoxydable, pour des tailles allant de 10 à 100 μm . La figure n°30 montre les résultats obtenus et la modélisation (bilan des forces d'adhésion et de portance) pour des vitesses moyennes dans l'écoulement (écoulement turbulent).

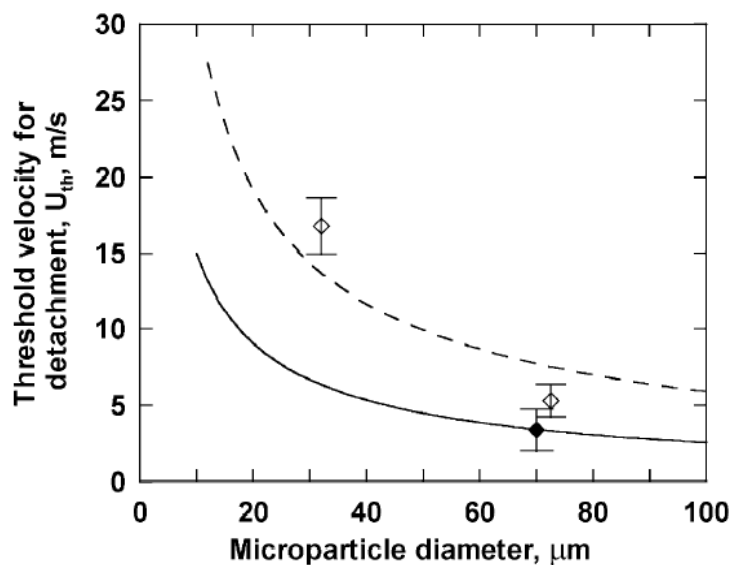


Figure n°30 : Vitesse de détachement critique de micro sphères en acier inoxydable (modélisée en trait plein et mesurée en symbole noir) et en verre (modélisée en pointillés et mesurée en symbole blanc), d'après [67].

La différence de comportement entre les deux matériaux est due à la différence d'énergie d'adhésion de surface. Les évolutions selon les deux auteurs ne coïncident pas très bien tout en restant dans le même ordre de grandeur. La différence de forme et de composition des particules, ainsi que des matériaux des surfaces collectrices (verre pour Ibrahim et une surface non décrite pour Matsusaka) peuvent expliquer la non-continuité des évolutions de la vitesse critique de détachement en fonction de la taille des particules suivant les deux auteurs. Enfin Varonos [41] cite une relation empirique permettant d'estimer la probabilité qu'une particule détachée soit effectivement remise en suspension dans le courant :

$$P_r = AL^B \quad (152)$$

Avec L la distance parcourue par la particule ou l'agglomérat détaché le long de la paroi de l'électrofiltre, et A et B des coefficients d'ajustement (0,003 et 2 dans le cas d'un électrofiltre industriel).

5. Modèle mathématique

Arrivé à ce point de la bibliographie, tous les phénomènes de base de l'électrofiltration ont été exposés. Tout l'intérêt de mener cette étude détaillée des phénomènes physiques et des approches numériques associées pour leur résolution est de mettre au point un modèle mathématique de l'électrofiltre étudié. La philosophie générale du modèle a été tout d'abord la construction d'un outil de compréhension des phénomènes et de prévision de l'influence de certains paramètres. Par la suite ce modèle est devenu un outil de dimensionnement très pertinent, et prochainement celui-ci va servir de plate forme d'optimisation pour cette géométrie, afin de se passer des coûteux essais expérimentaux. Ce modèle contient :

- une résolution macroscopique complète des phénomènes électrostatiques (champ électrique et charge espace) et des phénomènes de physique des particules dans l'espace inter-électrodes (charge, déplacement, turbulence) ;
- une résolution approchée à l'échelle microscopique du comportement des particules à l'approche de la surface filtrante plongée dans un champ électrique, et un modèle de filtration dans la masse ;
- une simulation de la taille des agglomérats relargués basés sur l'approche de Theerachaisupakij [66].

La description complète de ce modèle est donnée dans l'annexe J. La méthode lagrangienne (intégration par pas de temps discrets) a été retenue car elle permet une intégration simple des phénomènes de charge au cours du temps et de la turbulence.

6. Bibliographie

- [41] Prediction of the cleaning efficiency of an electrostatic precipitator. Varonos, Journal of electrostatics Vol 55, pages 111-133, 2001.
- [48] An improved modelling for prediction of grade efficiency of electrostatic precipitators with negative corona. Park, Journal of Aerosol Science Vol 33, pages 673-694, 2002.
- [53] An eulerian model for particle deposition under electrostatic and turbulent conditions. Chen, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 47-62, 2004.
- [63] Etude des performances des médias filtrants utilisés en dépoussiérage industriel. Callé, thèse INPL, 2000.
- [64] Resuspension of particulates from surfaces to turbulent flows – review and analysis. Ziskind, Journal of Aerosol Science Vol 26, pages 613-644, 1995.
- [65] Microparticle detachment from surfaces exposed to turbulent air flow : microparticle motion after detachment. Ibrahim, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 1189-1204, 2004.
- [66] Reentrainment of deposited particles by drag and aerosol collision. Theerachaisupakij, Journal of Aerosol Science, pages 261-274, 2002.
- [67] Microparticle detachment from surfaces exposed to turbulent air flow : controlled experiments and modeling. Ibrahim, Journal of Aerosol Science Vol 34, pages 765-782, 2003.
- [68] Deposition layers formed by a turbulent aerosol flow of micron and sub-micron particles. Matsusaka, Powder Technology Vol 118, pages 130-135, 2001.

Chapitre V : matériel et méthode

1. Problématique générale

Il est important tout d'abord de préciser le chemin qui a été parcouru depuis le début de cette étude. Initialement, le projet était de tester la faisabilité d'une filtration des particules diesel chargées électriquement sur une matrice fibreuse en filtration frontale. L'utilisation d'un simple fil cylindrique avec une matrice fibreuse contre la paroi cylindrique était en effet déjà protégée (brevet FR2798303).

Les premiers résultats furent relativement peu encourageants, jusqu'à la découverte d'un mode de filtration de type fil-cylindre, où la matrice fibreuse prend la place du cylindre habituellement lisse et plein et où le gaz percole à travers la matrice fibreuse (brevets FR0312635 et FR0206304). Initialement, la géométrie était prévue pour fonctionner en simple accumulateur de particules, libre à nous de trouver un moyen de régénération, puis petit à petit lors des essais expérimentaux, le dispositif s'est avéré être un très bon agglomérateur de particules, et c'est cette voie qui a été ensuite développée. La figure n°31 montre le principe de fonctionnement.

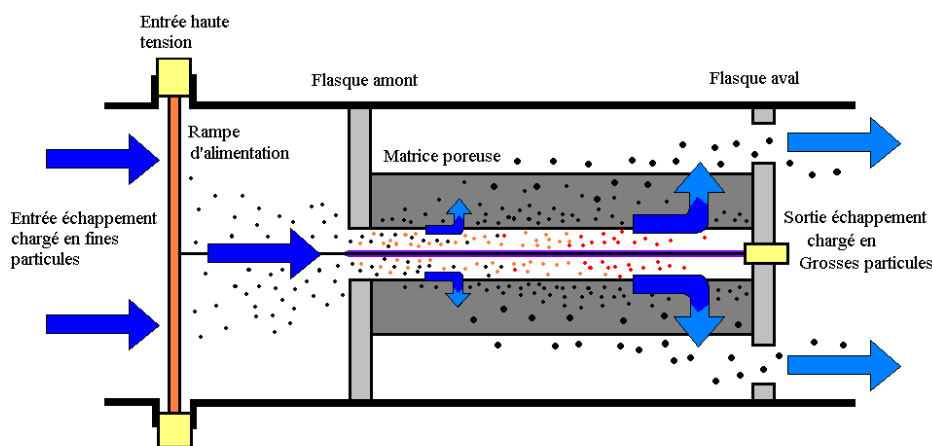


Figure n°31: principe de fonctionnement de l'agglomérateur de particules Renault. Les particules sont chargées puis fixées sur la paroi fibreuse de la matrice filtrante, puis en fonction de la vitesse radiale de gaz, des amas plus ou moins gros de particules sont rejetés.

L'originalité du dispositif vient du très faible temps de séjour du gaz dans l'espace inter-électrodes, qui est de l'ordre de quelques millisecondes à quelques dizaines de millisecondes en conditions normales de fonctionnement, et une perte de charge tout à fait négligeable (< 10 hPa à $50 \text{ m}^3/\text{h}$). Les profils de vitesse de gaz sont donc fortement hétérogènes et le comportement des particules qui se chargent au cours du temps et qui suivent lignes de champ électrique et veines de fluide est impossible à décrire de manière analytique. C'est pourquoi nous avons décidé de mettre au point un modèle numérique pour décrire la dynamique des particules. Ce modèle devait donner naissance à une troisième « tranche » de thèse mais comme le sujet a été traité de manière exhaustive dans une publication non encore parue à cette date, les lecteurs sont renvoyés à l'annexe J.

Afin d'éviter toutes questions dans la tête du lecteur, la position actuelle de la société Renault sur le sujet est que le projet d'agglomérateur est très intéressant dans la mesure où il peut être couplé à un procédé de récupération des amas microniques et super microniques formés, afin de les amener vers un dispositif de destruction. La solution de rejeter les amas microniques et super microniques, a priori intéressante en terme d'impact sur la santé, semble difficile à maintenir pour des raisons d'acceptabilité par le public. Le chapitre suivant va permettre de mieux comprendre les évolutions du projet au cours du temps.

Par abus de langage, nous parlerons d'efficacité de filtration en nombre plutôt que de pourcentage d'abattement en nombre par classe granulométrique, bien que le procédé soit uniquement un agglomérateur neutre en terme de masse et non un filtre. L'efficacité de filtration en masse n'a pas forcément de sens puisque l'agglomérateur atteint très rapidement un régime établi dans lequel le flux

de masse entrant égale le flux sortant, avec une simple conversion granulométrique. L'efficacité de filtration en nombre a un sens dans la mesure où les granulométries des aérosols sortant et entrant sont presque toujours disjointes (cas des mesures ELPI et SMPS). En revanche lorsque nous utilisons un appareil de type fumimètre à réflectométrie (AVL 415) un problème se pose : les particules filtrées ou non par la matrice, agglomérées puis rejetées, sont prélevées indistinctement par l'appareil.

2. Pilotes de filtration

2.1. Introduction

Le projet a débuté en avril 2001 avec un stage de DEA [69]. C'est à la fin de cette première étude qu'a été découverte la géométrie définitive, mais aucune explication physique des phénomènes de filtration n'a été proposée alors, étant donné qu'aucune publication ne traitait de ce sujet. Il a alors été nécessaire de développer un modèle mathématique spécifique pour quantifier les efficacités de filtration. La recherche a repris en décembre 2001 dans un autre stage de DEA [47] et le but initial était de valider les résultats précédents et de comprendre les mécanismes de filtration. C'est alors qu'il a été établi que les particules ne se fixaient pas dans la masse de la matrice (ou très peu) mais uniquement sur la face des fibres voyant l'électrode de faible rayon de courbure et que l'approche consistant à essayer de modéliser la filtration par les modèles de filtration dans la masse, même mettant en cause des particules chargées, n'était pas valable. De plus il a été montré que les profils de vitesse étaient très hétérogènes à cause de la très faible perte de charge des matrices filtrantes. Le problème est donc double : aucun modèle n'existe pour quantifier la filtration par des fibres plongées dans un champ électrique (à quelques exceptions anecdotiques près) et le comportement hydrodynamique et électrostatique des particules n'est pas facilement descriptible analytiquement.

Au cours de l'étude, les contraintes industrielles de ce projet ont imposé un rythme assez soutenu entre les phases de validation industrielle, et les évolutions continues des connaissances tant théoriques qu'au niveau du savoir-faire ont induit une évolution permanente des prototypes de filtration.

2.2. Matrices filtrantes

Deux types de matrices filtrantes ont été utilisés lors de cette étude. Les premières matrices ont été fabriquées dans l'idée que la tenue à l'oxydation serait le principal problème rencontré avec cet électrofiltre. Ces matrices sont donc fabriquées en fibres de « Gilphal » (fer, chrome et aluminium) relativement courtes (quelques centimètres), de diamètre 330 μm , et soudées entre elles par décharge de condensateur. Les matrices en gilphal soudées ont des porosités allant de 80 à 97% (imposées par les limites du procédé de soudure) et un diamètre de fibres fixe. La mise en forme de la matrice est assurée par un moule dans lequel sont comprimées les fibres mises en vrac avant soudure. Ces matrices présentent bien sûr une excellente tenue à l'oxydation, étant donné les spécifications de l'alliage utilisé. Leur compacité en volume est en revanche très hétérogène, ce qui induit que lors de la soudure un certain nombre de fibres ne présentent aucun point d'attache avec les autres fibres. Ces fibres non soudées ont une forte tendance à se précipiter lorsqu'elles le peuvent vers l'électrode haute tension et à mettre le système en court-circuit. De plus les extrémités libres de fibres sur la surface interne de la matrice sont promotrices d'arcs électriques. L'utilisation de ces matrices demande donc une préparation individuelle pour ôter toutes les fibres non soudées sur leur face interne. Opération longue et particulièrement invalidante pour la fiabilité du système, puisque des décollements de fibres sont observés en cours d'essai également, en particulier sur banc moteur... Ce qui a rapidement conduit à changer de mode de fabrication.

Comme le principal problème rencontré vient du décollement des fibres et de leurs extrémités libres, nous avons mis au point des matrices à fils tricotés en acier inoxydable. Les matrices sont fabriquées par tronçons de 5 cm, qui sont ensuite comprimés puis soudés par décharge de condensateur. Il n'y a donc quasiment plus aucune extrémité libre de fibre et plus de décollement possible puisque le tricotage confère à l'ensemble une très bonne cohérence et une homogénéité parfaite. Ces matrices sont à l'heure actuelle toujours utilisées étant donné leur remarquable fiabilité. De plus le mode de fabrication autorise plus de liberté dans le matériau utilisé. Ainsi les porosités s'échelonnent de 70% à

90%, avec des diamètres de fibres de 100 à 500 μm . Ces matrices permettront donc de tester les différences d'efficacité de l'agglomérateur en fonction du paramètre surface développée.

2.3. Historique des changements : pilotes utilisés

Lors de la thèse, trois pilotes ont été testés. Au cours du temps, la compréhension des contraintes mécaniques et électriques appliquées à ce type de système a peu à peu permis une optimisation de la construction, pour aboutir finalement à une version fiable de l'agglomérateur électrostatique.

2.3.1. Pilote n°1

Le premier pilote est un conteneur en dural utilisé lors du DEA [47], prévu initialement pour fonctionner sur gaz froid et peu chargé en particules. L'assemblage des pièces est réalisé de telle manière que le démontage des matrices filtrantes et le remplacement des électrodes haute tension soient rapides. Le pilote n'étant pas au départ prévu pour fonctionner sur banc moteur, les assemblages ont été réalisés de manière à surtout simplifier le démontage, la tenue thermomécanique n'étant pas intégrée. Le raccordement au compresseur d'air d'alimentation est assuré par des raccords de type Pneurop (raccord vide rapide). Les matrices utilisées sont en fibres de gilphal soudées. La figure n°32 montre un descriptif du premier pilote utilisé.

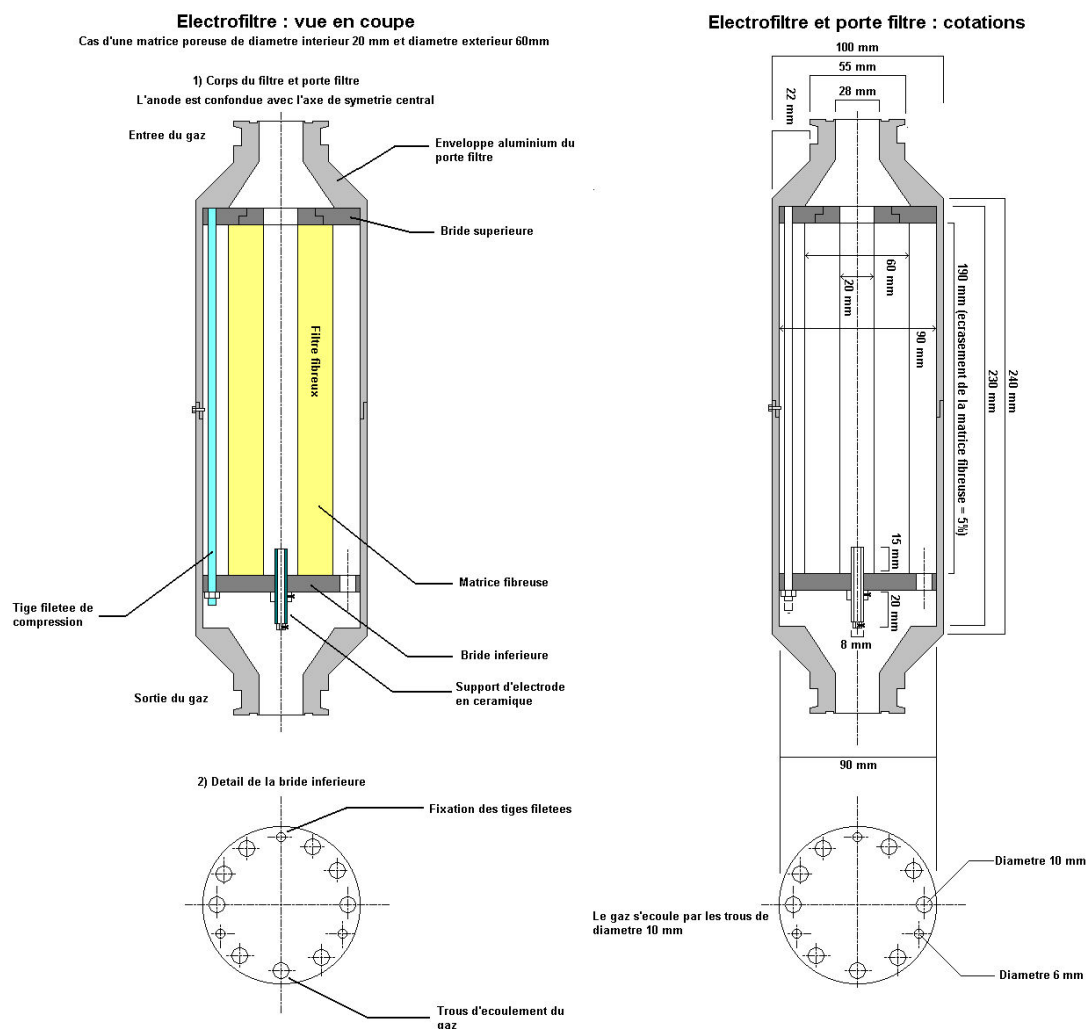


Figure n°32 : plan de construction du prototype n°1, utilisé sur un banc de filtration air froid à Chambéry. Le changement rapide des matrices filtrantes est réalisé à l'aide d'un système de compression amovible et indépendant de l'enveloppe métallique cylindrique. La matrice représentée fait 200 mm de long et 60 mm de diamètre, les proportions sur le dessin sont exactes. Le système de fixation de l'électrode haute tension en amont du dispositif n'est pas dessiné.

Ce pilote a permis de mettre en évidence la potentialité du système sur particules atmosphériques [47], de montrer que l'épaisseur de la matrice n'avait d'autre importance que d'assurer une bonne tenue mécanique du système et que celui-ci pouvait fonctionner avec des efficacités acceptables pour des temps de séjour du gaz dans l'espace inter-électrodes de quelques millisecondes. Enfin des mesures réalisées à l'aide d'un micro-tube de Pitot ont montré une très forte chasse radiale du gaz en bout de matrice. Les mesures de pertes de charge n'ont pas permis de détecter une perte de charge autre que celle due au diaphragme en entrée de matrice. Par la suite, en tout début de ce travail, ce prototype a été partiellement détruit lors d'essais préliminaires sur banc moteur, ce qui a permis de montrer :

- que les assemblages métalliques sur ligne d'échappement doivent être correctement dimensionnés (ce qui n'avait pas du tout été prévu au départ), en particulier les points de raccordement avec la ligne d'échappement ;
- que les céramiques isolantes utilisées (alumine densifiée) ne tolèrent pas les cycles thermiques violents, et se fracturent rapidement ;
- que le choix des matériaux en terme de corrosion doit être judicieux ;
- que l'électrode haute tension doit être fixée de manière à rattraper sa dilatation thermique ;
- que les matrices en gilphal utilisées présentent de nombreux défauts qui génèrent des arrêts de la décharge couronne imposant un démontage complet.

Les essais ont permis de mettre en évidence une très bonne potentialité du système s'il était utilisé pour traiter de l'ordre de 1/10 du débit total d'un moteur (moteur 4 cylindres conventionnel de puissance moyenne).

2.3.2. Pilote n°2 échelle 1/10

Le deuxième pilote ou « prototype échelle 1/10 » a été réalisé au LOCIE à partir de l'expérience tirée de la première campagne d'essais sur banc moteur. Le pilote est donc réalisé entièrement en acier inoxydable et tous les assemblages sont fortement boulonnés, afin de résister aux vibrations de la ligne d'échappement sans prendre de jeu. Le montage devant toujours être rapide et facile, le système de « rack » dans lequel la matrice est comprimée est conservé. Les montages céramiques sont alors particulièrement soignés, afin d'assurer une bonne tenue thermomécanique, un rattrapage automatique de la dilatation thermique de l'électrode haute tension et un montage aisé. Les matrices d'agglomération sont en fil d'acier inoxydable tricoté. Les céramiques isolantes sont réalisées en Radiocer, un aluminosilicate recommandé pour les applications haute tension et haute température. Les raccordements à la ligne d'échappement sont réalisés avec des brides échappement Renault Ø 55 mm. Le prototype sera testé à la fois sur le banc moteur de Chambéry et sur le banc moteur du CERTAM de Rouen. La figure n°33 montre une vue en coupe du prototype n°2.

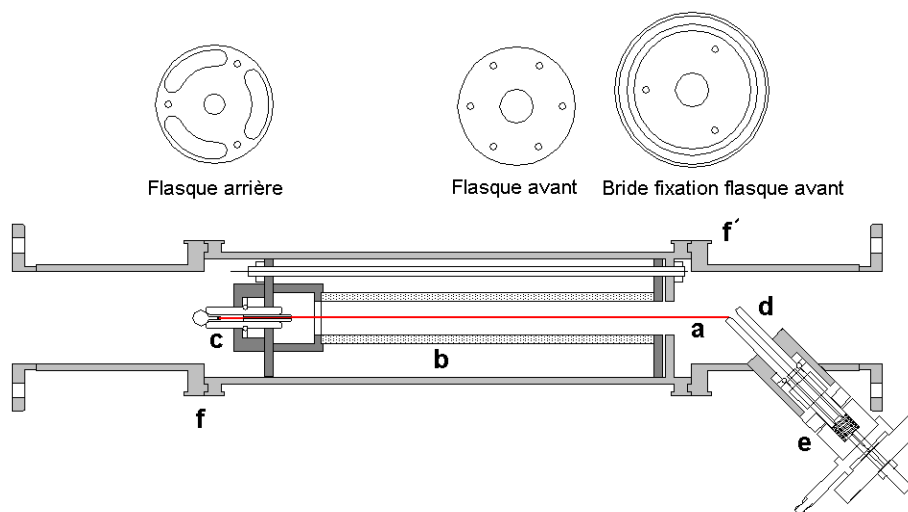


Figure n°33 : prototype d'agglomération électrostatique n°2 : (a) électrode haute tension (b) matrice filtrante en fibres d'acier tricotées de 200 mm de long et 30 mm de diamètre (à l'échelle par rapport au dessin) (c) système isolant de maintien de l'électrode haute tension et flasque arrière (d) crayon céramique isolant (e) système d'accrochage du circuit haute tension et de rattrapage mécanique de l'électrode haute tension (f) et (f') raccordement à la ligne d'échappement.

Ce prototype a permis de balayer tous les paramètres structurels de la matrice filtrante, de tester les différentes polarités de la décharge et enfin spécifiquement sur le banc moteur de Chambéry de tester de manière indépendante tous les paramètres de la filtration (température, niveau de suie, débit, puissance injectée). De construction robuste, ce prototype est actuellement toujours en fonctionnement et va permettre en particulier de tester les diverses options de post-traitement à l'étude actuellement (récupération des amas). Ce prototype a permis de montrer que :

- le nombre de variables physiques de la filtration peut être considérablement réduit par l'utilisation de l'énergie volumique comme paramètre décrivant avec pertinence l'efficacité de filtration ;
- l'agglomérateur ne stocke que très peu de suies (quelques grammes) et atteint rapidement un régime stationnaire ;
- l'efficacité de filtration augmente avec le temps de fonctionnement sur point stabilisé, et le système ainsi conçu ne se dégrade pas au cours du temps sur des essais d'endurance ;
- la polarité négative est beaucoup plus intéressante pour la filtration des particules diesel en terme de stabilité électrique et d'efficacité de filtration que la polarité positive ;
- la seule limitation du procédé vient de l'important dépôt de suie sur les céramiques qui provoque ponctuellement des courts-circuits réversibles de la décharge électrique.

Les prototypes n°1 et 2 sont toujours testés sur des points moteurs stabilisés en couple et en régime, afin de ne pas ajouter encore la problématique des régimes transitoires (comme ceux rencontrés sur cycle NEDC) à la compréhension des phénomènes mis en jeu.

2.3.3. Pilote n°3 échelle 1/1

Les deux précédents pilotes ont conduit à la réalisation d'un troisième prototype ou « prototype échelle 1 », associant 10 cellules élémentaires de filtration en parallèle. La réalisation a été confiée au bureau d'étude interne de la Direction de la Recherche de la société Renault. L'aspect mécanique du montage ayant été validé avec le prototype n°2. Le but de ce pilote est de tester maintenant l'agglomérateur sur la totalité du débit échappement, ce qui permet par conséquent le travail sur des tests dynamiques de type NEDC. Quelques améliorations sont apportées lors de la conception, comme une protection accrue des céramiques contre le flux de gaz chargé en particules diesel et une conception mécanique à toutes épreuves, visant à faire fonctionner le prototype en continu sur de longues périodes. La figure n°34 permet de voir le principe de l'association des matrices en parallèle retenu pour le projet final. Les matrices font toujours 200 mm de long.

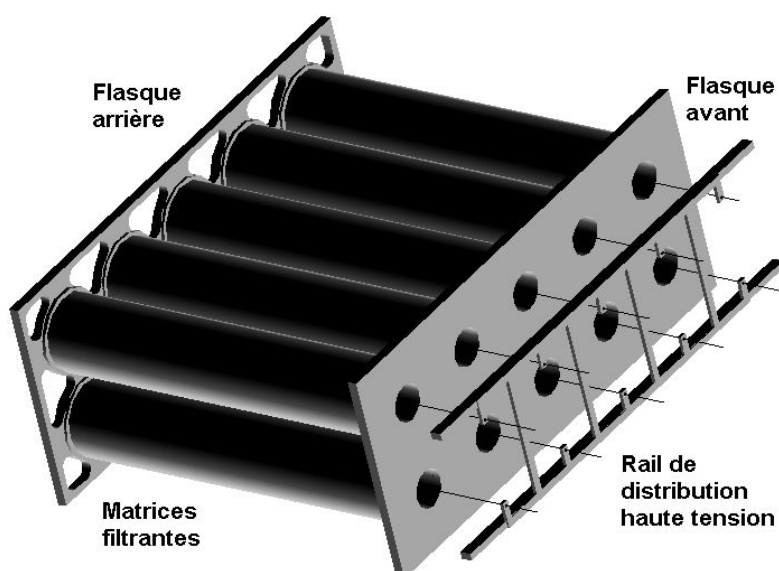


Figure n°34 : dessin simplifié du pilote échelle 1. Les 10 cellules associées en parallèle permettent de traiter la totalité du débit d'échappement d'un moteur diesel. Le râtelier d'alimentation présenté nécessite 4 points de fixation, le système retenu n'en présentera plus que 2.

Le prototype échelle 1 a beaucoup bénéficié des nombreux retours d'expérience des précédents prototypes. La principale amélioration est la limitation au maximum des points de passage haute tension à travers l'enveloppe métallique. Dans sa version finale utilisée sur banc, les électrodes haute tension sont alimentées par un « râteau » rigide fixé seulement en deux points grâce à un système de clavette empêchant la rotation de l'ensemble. La prévention du dépôt de suie est assurée par des pièces céramiques surdimensionnées usinées de manière à aménager des zones mortes entre la rampe d'alimentation et la tige centrale du râteau. En arrière du dispositif, la tension des électrodes est assurée par des ressorts en « Inconel » reposant directement sur les isolants céramiques.

Ce prototype est encore à l'étude, et a permis de montrer que :

- l'encrassement des céramiques par les suies diesel devient problématique à partir de 5g/h de suie traitée (estimation basée sur les essais expérimentaux problématiques) ;
- cet encrassement est très coûteux énergiquement (courant de conduction = près de 70 % de l'énergie consommée), et très pénalisant en terme d'efficacité (abaissement de la tension de fonctionnement à courant constant).
- Le prototype permet d'avoir de très bonnes efficacités d'agglomération sur cycle NEDC, avec des pénalités carburant très faibles (Figure n°115).

Le prototype échelle 1 permet de valider en continu la solidité et la fiabilité du dispositif. Le principal problème vient du fait que comme les matrices filtrantes sont alimentées en parallèle, le moindre problème électrique de type court-circuit met tout le dispositif électrique en défaillance. La solution consistant à utiliser 10 alimentations plus petites en parallèle n'est pas viable économiquement et obligerait à multiplier les passages de haute tension, qui sont la source de tous les problèmes électriques. La solution de garder une seule alimentation reste donc la solution de référence.

3. Bancs moteurs de validation

3.1. Banc moteur du CERTAM de Rouen

Un des sept bancs moteurs du CERTAM de Rouen (Centre d'Etudes et de Recherches Technologiques en Aérothermique et Moteurs) est loué à l'année par Renault pour ce projet (et d'autres en parallèle). Le CERTAM est un centre d'étude axé principalement sur la dépollution et l'optimisation moteur ayant gardé des liens très forts avec le CORIA de Rouen dont il est issu initialement. La particularité de ce centre est que les chercheurs publics comme privés travaillent dans le même espace, et tout en respectant la confidentialité de rigueur dans le cas de mon contrat. Lors des essais, nous disposons d'un ingénieur responsable du pilotage du banc moteur et des acquisitions, d'un ingénieur responsable de la partie mesure des particules et de techniciens pour la maintenance des appareils de mesure et du moteur. Les campagnes sont encadrées par un suivi qualité Renault et CERTAM, qui permet de traquer les sources d'arrêt du banc, responsables de pertes financières pour l'industriel, et de dégager les responsabilités de chacun dans la perte de temps rencontrée sur les campagnes.

La figure n°35 montre une vue très simplifiée du banc moteur du CERTAM. Le moteur F9Q750 est un diesel 1,870 L, remplacé pour la campagne de juillet 2004 par un G9T600 de 2,188 L.

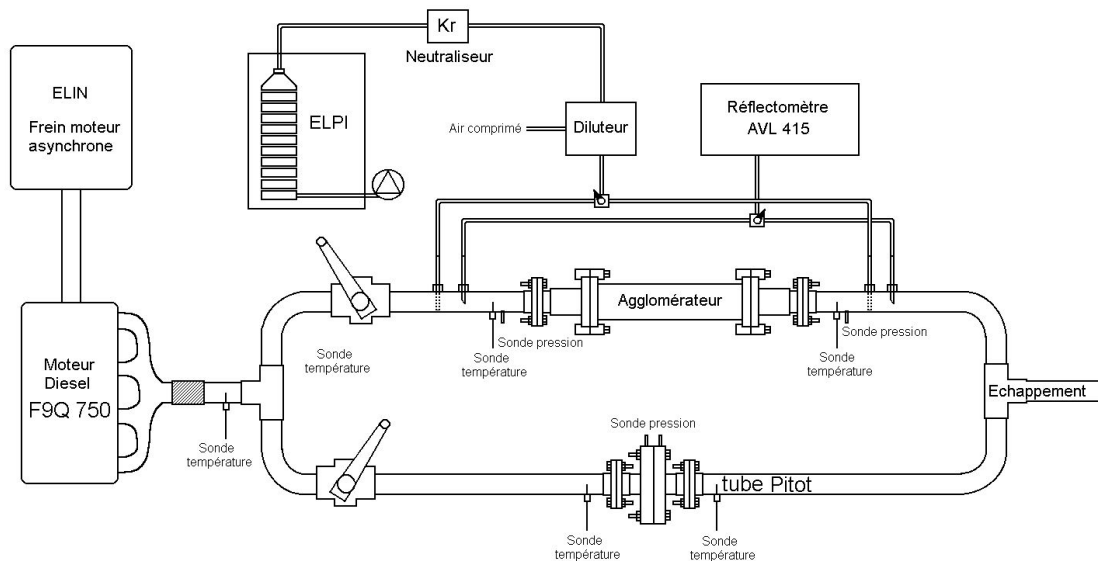


Figure n°35 : représentation simplifiée du banc moteur du CERTAM. Ne sont pas représentés le SMPS, l'alimentation haute tension et les câblages vers la centrale d'acquisition. Le banc est entièrement pilotable depuis l'extérieur de la cellule d'essai.

Le banc est entièrement piloté depuis un système « AVL-PUMA » qui gère la régulation du régime et du couple moteur, ainsi que la réception et le traitement des informations issues des capteurs de température et de pression installés sur la ligne. Le logiciel pilotant le système PUMA permet via un langage de programmation rudimentaire d'effectuer des calculs et de piloter des retours d'informations par plusieurs voies 0-10 volts. C'est ainsi que nous avons mis au point le mode de régulation en puissance de l'alimentation qui sera décrit plus loin, en faisant piloter directement la haute tension par le logiciel du « PUMA ». Les paramètres de pilotage du moteur sont par contre imposés par un vrai régulateur logiciel. Sont enregistrés en continu entre 1 et 10 Hz les paramètres suivants (parmi d'autres non listés ayant trait à des paramètres moteurs) :

- 6 voies de température reparties du collecteur de gaz d'échappement à l'aval de l'agglomérateur (thermocouples K) ;
- 4 voies de pression à 1 hPa de précision ;
- le débit de carburant consommé par le moteur ;
- le couple développé par le moteur ;
- le régime du moteur ;
- le débit d'air frais aspiré par le moteur ;
- 4 voies paramétrables 0-10 volts, dont 2 voies donnant l'image de la tension ou du courant imposé à l'alimentation haute tension ;
- la position de la pédale d'accélérateur ;
- les températures internes au moteur (huile et eau en différents points) ;
- la composition des gaz d'échappement (O_2 , CO_2 , Hydrocarbures, NO et NO_x).

A l'aide de ces paramètres sont calculés les débits d'échappement massiques (débit d'air admis + débit carburant), les puissances mécaniques et chimiques développées par le moteur, le débit volumique traité par l'agglomérateur et la puissance désirée à envoyer dans la décharge couronne de l'agglomérateur si nécessaire. Les voies retour sont les suivantes :

- régulation de la position de la pédale d'accélérateur ;
- régulation du régime moteur (machine dynamométrique asynchrone ELIN 120 kW) ;
- régulation du couple moteur (machine dynamométrique asynchrone ELIN 120 kW) ;
- régulation de la température d'eau et d'huile du moteur ;
- régulation via un 0-10 volts de la tension ou du courant imposé à l'alimentation haute tension.

Le moteur peut être piloté par 3 valeurs réglantes : le régime, le couple et l'« alpha » (position pédale d'accélération), mais ne peut fonctionner qu'avec 2 valeurs imposées et un degré de liberté sur la troisième valeur, la régulation se fait donc en régime/alpha, en régime/couple, ou en alpha/couple. Les trois modes permettent d'imposer effectivement un régime et un couple in fine. Ces considérations

sont transparentes sur le fonctionnement du moteur pour le client industriel. Le carburant utilisé est de type gasoil 139A ou 139B désoufré (<10 ppm soufre, homologation Euro 4).

Plutôt que d'utiliser le couple comme mesure de puissance du moteur, nous préférons utiliser la charge (en terme « alpha ») ou mieux la PME ou pression moyenne effective (exprimée en bars), qui est le rapport entre le couple et la cylindrée :

$$PME = \frac{0,04 \cdot \pi \cdot \text{couple}}{\text{cylindrée}} \quad (\text{couple en N.m, cylindrée en L et PME en bars}) \quad (153)$$

Pour le moteur F9Q750, 1 bar correspond à 14,9 N.m, et pour le moteur G9T600, 1 bar correspond à 17,4 N.m. La charge maximale se situe vers 12 bars. Un « point moteur » est donc déterminé par son régime de fonctionnement en tours/minute et une PME.

Enfin le calculateur du moteur est émuloable par le logiciel « INCA » qui permet de modifier en temps réel les cartographies du calculateur. Ce mode de fonctionnement permet généralement des fonctionnements originaux comme le paramétrage d'une post-injection « sauvage » ou le forçage de la position de la vanne EGR (non représentée sur la figure 35 car interne au moteur) pour faire fumer le moteur à la demande sur un point de fonctionnement stable en régime/couple. Ce mode de fonctionnement est assuré par du personnel qualifié Renault car il peut conduire à des dégradations importantes du moteur.

Ce rapide survol permet donc d'appréhender la complexité et le nombre de paramètres à surveiller lors des essais moteurs et justifie pleinement la présence de plusieurs personnes sur le banc, même lorsqu'il n'y a aucun problème apparent de fonctionnement.

Enfin nous pouvons disposer à la demande d'un granulomètre SMPS ou d'un granulomètre ELPI pour l'analyse numérique des particules et d'un fumimètre AVL 415 pour la mesure de la concentration massique des suies dans les gaz d'échappement.

3.1.1. Commentaires sur le granulomètre ELPI

Le granulomètre ELPI mesure le diamètre aérodynamique des particules diesel. Il se compose d'une série d'impacteurs gravitaires fonctionnant sous pression réduite, ce qui permet d'augmenter le temps de relaxation des particules jusqu'à impacter des particules submicroniques. L'ELPI comporte 12 plateaux ayant des diamètres aérodynamiques de coupure de 0,013 à 6 µm (la masse volumique est en outre paramétrable lors de l'exploitation des résultats). La mesure des particules est donnée par le courant de décharge des particules impactant le plateau, la charge étant initialement à un niveau connu fonction de leur taille (ioniseur monopolaire couronne en amont). A titre informatif, la relation donnant la charge des particules en fonction de leur taille dans un ELPI est donnée par Marjamäki [70], relation prenant en compte les pertes par capture du chargeur monopolaire (figure n°132). Le calcul de la concentration particulaire est déduit du courant de collecte et de la masse volumique indiquée par l'utilisateur. Le problème vient du fait que l'ELPI se base sur des étalonnages avec des particules sphériques qui ont un comportement en charge idéal et un temps de relaxation connu. Dans le cas de particules diesel, qui ont un comportement aérodynamique assez complexe à décrire (voir annexe K) et un comportement en charge tout simplement inconnu, la pertinence de l'algorithme d'inversion permettant de déduire le nombre de particules est tout relatif. D'autant plus qu'il est de tradition dans les mesures diesel d'assumer une densité unitaire fixe de ces particules, ce qui conduit à des résultats tout à fait erronés au vu des résultats des publications récentes sur la densité des particules diesel (figure n°124 et [71]). Résultats erronés car les pertes dans le chargeur sont mal estimées, et que les diamètres aérodynamiques calculés le sont sur une fausse estimation de la charge initiale des particules. Enfin résultats erronés parce que la masse volumique des amas fractaux n'est pas fixe (voir annexe K), et en tout cas très éloignée de 1000 kg/m³. L'ensemble de ces limitations conduit à une surestimation du nombre des particules.

Malgré toutes ces limites l'ELPI est un appareil très utilisé en caractérisation des particules diesel, car il présente une résolution temporelle de 1 Hz (avec bien sûr le temps de réponse de la ligne de mesure et du diluteur) et permet de caractériser des modes transitoires, comme lors du fonctionnement sur cycle NEDC par exemple. Il se trouve aussi que cet appareil est en relativement

bon accord avec les autres appareils de mesure des particules diesel. Ceci peut s'expliquer par le fait que les particules les plus nombreuses (<200 nm) sont aussi celles dont la masse volumique est la plus proche de 1000 kg.m^{-3} (figure n°124). Pour les mesures d'efficacité, cet appareil ne présente en revanche aucun inconvénient, puisque les erreurs de mesures absolues sont annulées et que les mesures sont très reproductibles. Le fait est que cet appareil est assez convivial et simple à utiliser.

Dans le cas de la mesure des particules sortant d'un électrofiltre, un neutraliseur de charge doit être placé devant l'ELPI. En effet le chargeur monopolaire est étalonné pour des particules entrantes neutres. Dans le cas précis de notre électrofiltre, la charge des particules non fixées sur les matrices fibreuses sortant en aval de l'agglomérateur est très importante (charge de saturation à plusieurs kV/cm) et ces particules auront à la fois tendance à être très bien captées par le chargeur monopolaire et à engendrer des courants très importants sur les plateaux, puisque leur charge est supérieure à la charge de saturation théorique du chargeur monopolaire. L'erreur résultante donne des résultats non exploitables (efficacité basse et constante quel que soit le voltage opératoire dans l'agglomérateur).

3.1.2. Commentaires sur le granulomètre SMPS

Le granulomètre SMPS mesure le diamètre de mobilité électrique des particules et s'affranchit totalement des contraintes liées à leur masse volumique. Le SMPS compte les particules de 12 nm à 445 nm sur 102 tranches et permet donc une résolution particulièrement fine de la granulométrie des particules contrairement à l'ELPI. Le fonctionnement est le suivant : les particules entrent dans un neutraliseur de charge, qui les amène à leur charge de Boltzmann (qui est fonction de leur taille, plus une particule est grosse, plus elle aura de chances de comporter plus d'une charge). Les particules sont alors triées par classe de mobilité électrique dans un DMA et envoyées pour comptage dans un CNC. Le balayage des mobilités prend environ 90 secondes, ce qui impose d'utiliser le SMPS sur des points stationnaires.

La subtilité du dispositif vient du fait que les particules entrant dans le DMA ne sont pas toutes chargées de manière unitaire et que les particules comportant plus d'une charge viennent notablement perturber les mesures en passant dans des classes de mobilité équivalentes à des particules plus petites. La correction de charge est connue et appliquée pour des petites particules sphériques et compactes, l'utilisation du SMPS ne pose donc aucun problème dans la plupart des cas. Nous avons vu que les particules diesel ont un diamètre de mobilité inférieur à leur diamètre réel (forte porosité et nature fractale, voir annexe K). La correction de charge appliquée sur ces particules est donc fautive.

Dans les publications, il est malgré tout admis que le SMPS est la moins mauvaise méthode de mesure des particules diesel. Le problème vient du fait qu'un impacteur placé en amont du DMA est dimensionné pour retenir les particules de diamètre aérodynamique supérieur à $1 \mu\text{m}$, qui risquent de comporter plusieurs charges et fausser la correction de charge. Les particules diesel sont très peu denses et la plupart des très grosses particules (< $10 \mu\text{m}$) passent cette barrière sans encombre, et viennent fausser notablement la mesure du nombre de particules. Là encore, ce problème vient artificiellement augmenter le nombre des particules comptées, mais dans une faible mesure.

Le SMPS est particulièrement utile pour caler des modélisations mathématiques, car la mobilité électrique des particules diesel est plus facilement exploitable (pas de masse volumique) et décrite plus finement que le diamètre aérodynamique donné par un ELPI. Les efficacités mesurées au SMPS sont donc directement comparables aux résultats des modèles numériques.

3.1.3. Commentaires sur le réflectomètre AVL 415

Le réflectomètre AVL 415 permet en quelques dizaines de secondes d'avoir la concentration massique des suies dans des gaz d'échappement diesel. Le principe est basé sur la mesure de la réflectance d'un filtre à travers duquel est passée une colonne de 405 mm de gaz d'échappement. La réflectance est calculée à partir du rapport entre la lumière réfléchie avant et après filtration.

$$\frac{\text{lumière réfléchie après filtration}}{\text{lumière réfléchie avant filtration}} = \text{réflectance}$$

La reflectance est comprise entre 0 (papier complètement noir) et 1 (papier aussi blanc avant et après filtration). La reflectance sert à définir l'indice Bosch (noté IB) :

$$IB = 10 \cdot (1 - \text{reflectance}) \quad (154)$$

La concentration massique en suies est alors définie par corrélations empiriques (pesées comparées à des mesures de réflectométrie) à partir de l'indice Bosch (IB) :

$$C_m = 18 \cdot IB \cdot \exp(0,13 \cdot IB) \quad (\text{Relation interne Renault}) \quad \text{valable } IB < 1,5 \quad (155)$$

$$C_m = \frac{4,35}{0,405} \cdot IB \cdot \exp(0,38 \cdot IB) \quad (\text{Relation interne Renault}) \quad \text{valable } IB > 1,5 \quad (155b)$$

$$C_m = 1,7856 \cdot IB^3 + 2,7993 \cdot IB^2 + 13,437 \cdot IB \quad (\text{Relation du constructeur AVL}) \quad (156)$$

Ces corrélations ont été établies en comparant les indices Bosch (IB) et les pesées réelles sur filtre THE, et ont des évolutions très similaires. La méthode expérimentale est décrite par Matias [72]. Cet appareil se basant sur l'absorption de la lumière par les particules déposées sur un papier filtre, donc sur leur surface visible, la mesure n'est valable que pour une granulométrie précise de l'aérosol, et en toute rigueur il faudrait faire un étalonnage pour chaque moteur. Dans le cas de notre agglomérateur, nous avons mis en évidence que les efficacités mesurées par l'AVL 415 sont systématiquement inférieures à celles mesurées par les méthodes par comptage. Nous en avons déduit qu'une partie des agrégats relargués était responsable d'une noirceur accrue du papier de mesure en aval, ce qui pouvait expliquer les mauvaises efficacités apparentes. Un rapide calcul montre que la plupart des particules relarguées, étant donné leur très faible masse volumique (relation (169) à (171)), peuvent être aspirées par le système de prélèvement de l'AVL 415 en même temps que les particules non fixées sur la matrice et contribuer à abaisser significativement la reflectance de la mesure AVL en aval de l'agglomérateur. La figure n°36 montre la pénétration des particules diesel relarguées dans le système de prélèvement de l'appareil estimée selon un modèle de type Liu-Agarwal et Pui, avec une masse volumique fonction de leur taille dont la relation sera explicitée plus loin.

On rappelle que l'appareil prélève le gaz tangentiellement à l'écoulement dans la conduite d'échappement, puis achemine le gaz prélevé dans un tube assez long dans lequel l'écoulement est nettement turbulent, ce qui induit des pertes de particules notables à partir d'une certaine taille (quelques micromètres).

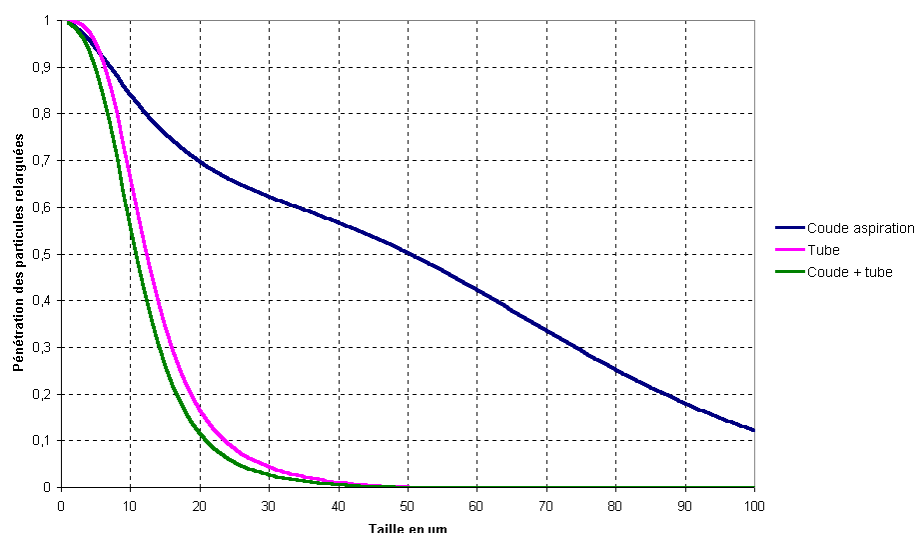


Figure n°36 : pénétration (1-efficacité) des particules diesel relarguées selon Liu et Agarwal (tube de prélèvement) et Pui (coude à l'aspiration). Le débit d'aspiration de l'appareil est de 10 L.min⁻¹. La masse volumique est reprise de la relation (170).

La figure n°36 montre que les particules relarguées entre 1 et 20 μm peuvent être significativement aspirées par l'AVL en aval et contribuer à l'indice Bosch, en même temps que les particules non filtrées. Le calcul de la contribution exacte de ces particules a été partiellement entrepris, mais demande la construction d'un modèle de réflectométrie couplé au modèle mathématique décrit dans l'annexe J et au modèle présenté sur la figure n°36, ce qui dépasse quelque peu le cadre de cette étude. Ces modèles montrent globalement qu'une contribution significative des grosses particules relarguées est possible sur l'indice Bosch. Quoi qu'il en soit, la majorité de l'indice Bosch est due aux particules non filtrées et plus la conversion des particules initiales en agglomérats est efficace, plus l'indice Bosch est bas. En effet pour une masse de particule constante, le regroupement en gros amas sphériques des petites particules diminue globalement la fraction surfacique de l'aérosol et donc sa contribution à l'indice Bosch. La mesure de l'indice Bosch permet donc de comparer directement l'efficacité d'une modification dans le prototype ou l'efficacité approchée sur les points moteurs. Tout ce que l'on peut dire est qu'une augmentation de l'efficacité mesurée à l'indice Bosch est toujours accompagnée d'une augmentation de l'efficacité numérique. **L'indice Bosch ne donne donc pas une efficacité massique, qui n'a pas de sens dans notre cas, mais donne approximativement la part de la masse des particules convertie en gros agglomérats, qui influent peu la réflectance du papier. L'efficacité massique étant nulle dans l'agglomérateur.**

3.1.4. Nécessité d'un banc moteur échelle 1/10

Malgré la qualité indéniable des informations collectées sur le banc moteur du CERTAM, le prix de l'heure de fonctionnement ne permet pas de tester des modifications de prototype non planifiées. Il a été rapidement établi qu'il était optimal de se servir de ce banc comme plate-forme de confirmation d'effets observés sur une cellule d'essai moins coûteuse. De plus le fonctionnement sur un moteur réel ne permet pas de faire varier les paramètres du gaz traité à notre convenance. Enfin les premiers essais sur prototype à l'échelle 1/10 ne nécessitent pas une telle puissance mécanique et un tel débit de gaz et nous étions obligés de n'utiliser qu'une fraction du débit d'échappement total (bypass). Un banc moteur réduit a donc été construit à Chambéry.

3.2. Banc moteur du LOCIE de Chambéry

Le banc moteur de Chambéry a pour but de permettre des essais en conditions réelles sur un gaz d'échappement, tout en offrant un environnement plus contrôlé et plus flexible que le banc moteur du CERTAM. Une première question s'est posée lorsqu'il a fallu trouver un générateur de particules diesel. Nous avons opté pour un moteur diesel monocylindre de puissance réduite (4,5 kW) couplé à une génératrice de courant, option confirmée récemment comme étant la meilleure par Ambrogio [2]. L'aérosol produit est alors très similaire à ce que l'on peut observer sur un moteur « common-rail », contrairement aux systèmes de type brûleurs à acétylène ou lits fluidisés (bien que les appareils récents soient très performants). Nous avons également fait des essais avec un générateur de particules PALAS RBG 1000 à brosse, qui se sont montrés peu concluants à cause de la trop grande taille des particules produites. Enfin l'utilisation d'un moteur diesel permet d'avoir des compositions gazeuses très proches des conditions réelles en terme de décharge électrique (forte teneur en CO_2 , présence de COV importante et de gouttelettes d'huile) et d'encrassement des céramiques isolantes. La reproductibilité des essais une fois le moteur rodé (50 heures à charge réduite) est de plus excellente.

Nous utiliserons donc un moteur diesel monocylindre Yanmar de 250 cm^3 de cylindrée, ce qui permet d'avoir à peu près 35 kg/h de gaz d'échappement à pleine charge et 3000 tours/minute, soit 1/10 du débit d'échappement à pleine charge d'un moteur diesel 4 cylindres de puissance moyenne. La seule contrainte est que le moteur doit tourner à régime fixe. Pour faire varier le couple et donc la charge, nous utiliserons une charge électrique purement résistive réglable de 0,1 à 3 kW, sous la forme de 2 tranches de 1 kW (radiateurs électriques) et de 10 tranches de 0,1 kW (ampoules électriques). Le gaz d'échappement du moteur mono-cylindre est assez froid comparé à un moteur 4 cylindres (entre 120 et 150 °C, contre 100 à 650 °C pour un 4 cylindres suralimenté) à cause de son refroidissement à air intense. Un système de chauffage du gaz est donc prévu sous la forme d'une résistance chauffante à fil nu plongée dans la conduite d'échappement de 2,2 kW. Concrètement le gaz est presque toujours chauffé. Le débit de gaz est réglable à l'aide d'une vanne 3 voies placée en amont du système de chauffage des gaz. La ligne d'échappement est équipée à l'instar de la ligne d'échappement du banc moteur de Rouen :

- 6 thermocouples permettent de mesurer les températures moyennes de l'agglomérateur, d'un éventuel post-traitement des particules relarguées et du système de mesure du débit échappement (thermocouples K) ;
- 1 capteur de pression différentiel 0-20 hPa, 4-20 mA permet de calculer le débit échappement à l'aide d'un organe déprimogène (diaphragme en acier inoxydable) ;
- 2 capteurs de pression à niveau d'eau permettent de mesurer la perte de charge de l'agglomérateur et d'un éventuel post-traitement.
- 2 voies 0-10 volts permettent de récupérer les informations tension et courant de l'alimentation haute tension.

L'ensemble des informations est relayé sur une centrale d'acquisition « Fieldpoint » de National instrument interfacée sous « Labview ». Les informations des capteurs sont enregistrées toutes les secondes et la centrale d'acquisition est configurée pour fonctionner en mode distant, ce qui permet lors des essais longs sur point stabilisé de suivre l'évolution des paramètres depuis n'importe quel PC relié au réseau équipé de l'interface logicielle appropriée. Cette subtilité permet de ne pas travailler en continu dans la zone d'essais qui est assez bruyante. La figure n°37 montre une vue simplifiée du banc moteur de Chambéry.

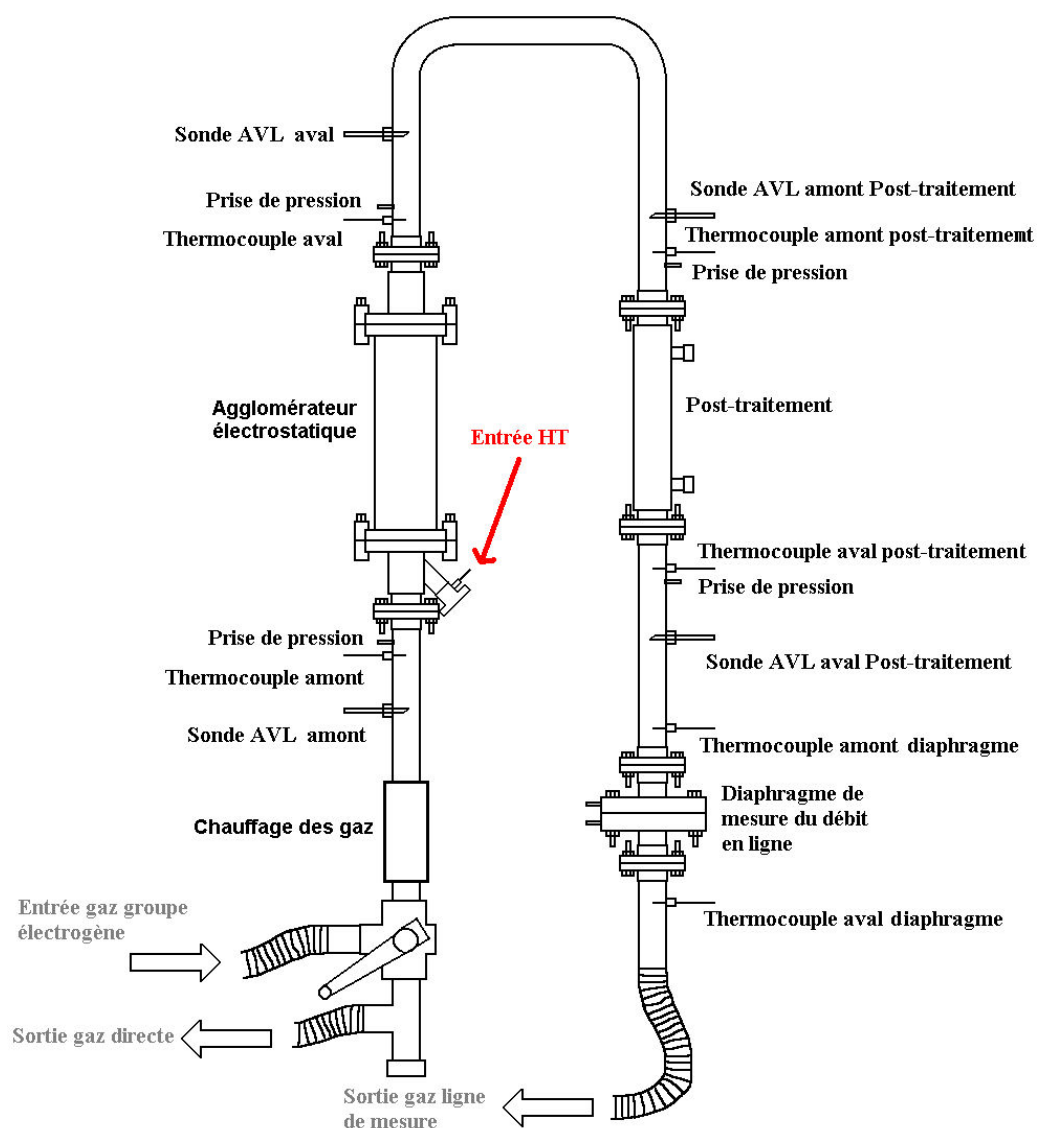


Figure n°37 : représentation simplifiée du banc moteur de Chambéry. Lors de la construction du banc, un emplacement a été laissé pour placer un éventuel post-traitement des agglomérats relargués. La ligne est placée verticalement pour permettre un accès simple et rapide à toutes les prises de prélèvement.

En ce qui concerne les moyens de mesure, nous disposons d'un réflectomètre AVL 415 S équipé d'une interface de lecture AVL 4210, et deux impacteurs à plateau de type Andersen, donnant le diamètre aérodynamique des particules entre 0,4 et 10 μm sur 6 classes. Ce dernier nous servira à caractériser la granulométrie et la masse volumique des agglomérats relargués.

Grâce à ce banc d'essais, nous pouvons faire varier :

- le débit sans variation de température et d'indice Bosch ;
- la température sans variation de débit ni d'indice Bosch ;
- l'indice Bosch et la charge sans variation de débit ni de température.

Ceci n'étant pas possible sur le banc moteur du CERTAM. Ce banc permet donc d'analyser de manière très fine l'influence de chaque paramètre indépendamment des autres et bien sûr de mener les essais classiques pour déterminer l'optimum de filtration en fonction de l'énergie injectée par unité de volume et en fonction de la géométrie du dispositif de filtration (nature des matrices fibreuses, diamètre de l'électrode haute tension). Le moteur diesel utilisé n'intégrant absolument aucune stratégie de dépollution, il est possible d'obtenir des niveaux de suie très élevés (100 mg/m^3 , soit un indice Bosch de 3) avec une charge moteur réduite (1,5 kW, soit 33% de la charge totale). Le carburant utilisé est de type gazole 139A (<10 ppm soufre).

3.3. Mode opératoire

Au CERTAM comme à Chambéry, le déroulement d'un essai sur banc moteur est à peu près le même. La philosophie générale est de ne pas lancer l'essai sans un plan d'expérience établi, même si celui-ci est ensuite modifié en cours de route. Avant une série d'essais le moteur est complètement caractérisé pour créer une cartographie de référence : pour chaque point moteur les températures d'échappement et les niveaux de fumée sont relevés au fumimètre.

Lors des essais expérimentaux, la chaîne de mesures est d'abord mise en route pour vérifier le fonctionnement et la cohérence des indications de tous les capteurs, puis l'interface d'affichage est vérifiée, ainsi que le format du fichier séquentiel d'enregistrement. Le moteur est alors mis en fonctionnement, ainsi que l'enregistreur, d'abord sur un point de chauffe pendant 10 minutes (2000 tours/minute 1 bar au CERTAM et 3000 tours/minute 0 bar au LOCIE), puis sur le ou les points de travail, jusqu'à stabilisation thermique de la ligne d'échappement. Lors des essais de filtration, les paramètres moteurs sont suivis en continu afin de vérifier la validité des résultats (une simple mesure d'indice Bosch permet généralement de s'assurer que le moteur fonctionne de manière optimale et reproductible). Lorsqu'un défaut de fonctionnement ou un paramètre anormal est constaté, les résultats sont invalidés et la recherche de la panne doit immédiatement être effectuée, soit sur la base des informations des capteurs du « PUMA », soit par l'utilisation du logiciel « INCA » qui permet l'extraction des messages d'erreur répertoriés par le calculateur du moteur (dans le cas des essais au CERTAM).

Lorsqu'un essai est terminé, le fichier d'enregistrement des données est systématiquement vérifié afin de ne pas s'apercevoir qu'un problème d'enregistrement a eu lieu plusieurs semaines après lors de l'exploitation des résultats. Le thème des essais, les conditions de travail, les paramètres appliqués et les problèmes rencontrés sont notés systématiquement en double par l'opérateur Renault et l'opérateur CERTAM. En cas de doute sur la valeur d'un paramètre, les deux versions sont confrontées. Dans le cas du banc moteur de Chambéry, les résultats sont immédiatement exploités pour ne pas perdre d'information pertinente sur les conditions de l'essai et les problèmes rencontrés.

Enfin les opérateurs Renault se doivent de garder la plus grande transparence sur la finalité et le sens des essais, afin de bénéficier pleinement du savoir-faire et de l'expérience des opérateurs du CERTAM.

4. Le problème de la polarité de filtration

Nous avons dès le début de l'étude pensé que la tension positive était plus intéressante en terme d'efficacité de filtration. Plus intéressante parce que générant peu d'ozone et plus intéressante parce que générant des ions de faible mobilité assurant une forte charge espace dans l'espace inter-

électrodes et permettant la charge par diffusion aisée des très petites particules. De plus nous disposons d'une alimentation positive, de résultats encourageants, d'une multitude de paramètres plus importants à tester et d'une absence d'exemples de petites unités fonctionnant en tension négative. La majorité des essais s'est donc déroulée en tension positive, jusqu'à ce que nous testions une alimentation négative. Nous nous sommes rendu compte de plusieurs différences importantes :

- la décharge est plus stable en tension négative, pour une raison qui nous échappe en partie ;
- l'efficacité de filtration est bien meilleure, ceci pouvant s'expliquer par la forte diffusivité des ions négatifs vis à vis des particules fines ;
- les problèmes d'arcs électriques sur les céramiques à cause des suies sont moins invalidants bien que le dépôt soit toujours présent. Nous n'avons pas d'explication physique à ce phénomène (à part peut-être un meilleur écoulement surfacique des charges négatives qui empêche le potentiel des céramiques de fluctuer).

Nous travaillons actuellement en tension négative, les problèmes d'ozone étant relativement limités étant données les cinétiques rapides de destruction de cette espèce aux températures auxquelles nous travaillons.

Au point de vue matériel, nous avons travaillé avec deux alimentations haute tension Technix de polarité positive (une par banc moteur), de puissance 600 watts, pouvant délivrer au maximum 25 kV et 24 mA. Au cours du temps, une alimentation positive a été reconditionnée en alimentation négative de même caractéristique et l'autre alimentation a été reconditionnée en alimentation négative 10 kV et 60 mA pour les besoins du prototype n°3. Nous avons au cours du temps adapté le matériel commandé 3 ans auparavant aux nouvelles évolutions des besoins des nouveaux pilotes de filtration.

5. Bibliographie

[2] On the generation of aerosol for diesel filtration studies. Ambrogio, Separation and Purification Technology n°27, pages 195-209, 2002.

[47] Filtration des particules de suie issues des moteurs à mélange pauvre par matrice fibreuse associée à un champ électrique. Raphaël Boichot, Diplôme d'Etude Approfondie de Génie des Procédés Option Génie de l'environnement, ESIGEC 2002.

[69] Filtre à particules pour moteur diesel : matrice fibreuse associée à un champ électrique. Carlos Rivière, Diplôme d'Etude Approfondie de Génie des Procédés Option Génie de l'environnement, ESIGEC 2001.

[70] Performance evaluation of the Electrical Low Pressure Impactor. Marjamäki, Journal of Aerosol Science, Vol 31 pages 249-261, 2000.

[71] The effective density and fractal dimension of soot particles from premixed flames and motor vehicle exhaust. Maricq, Journal of Aerosol Science non encore publié, Source www.sciencedirect.com, 2004.

[72] Fibre optic sensor for diesel engine smoke measurement. Matias, Sensors and Actuators B 41, pages 159-162, 1997.

Chapitre VI : Efficacité de filtration et influence des paramètres

1. Problématique générale

Un certain nombre de tendances ont été mises à jour lors de l'étude précédant ce travail [47]. Il a été mis en évidence que les espaces inter-électrodes de faible dimension permettent une meilleure efficacité à énergie électrique dépensée et débit constants (comparaison effectuée entre 10 et 20 mm d'espace inter-électrodes). Ceci allant dans le sens d'une diminution des volumes, il a été décidé à cause des fortes contraintes de volume disponible sur véhicule et de faisabilité des matrices filtrantes de figer le diamètre interne des matrices à 20 mm. De manière similaire il a été mis en évidence qu'à longueur de matrice équivalente, il valait mieux diviser le débit et associer N matrices en parallèle plutôt que de passer tout le débit dans N matrices en série. De plus l'électrode de faible rayon de courbure est disposée horizontalement (dans le cas d'une installation sur véhicule) et fortement soumise aux vibrations de la ligne d'échappement, sa longueur sans appui ne doit pas être trop importante. Ainsi la recherche d'un optimum dans la longueur des matrices respectant les contraintes mécaniques a conduit à une longueur de 200 mm. Enfin il a été rapidement démontré que l'épaisseur des matrices jouait peu sur l'efficacité de filtration à cause de la quasi-absence de filtration dans la masse et de rétention des suies en profondeur.

Ces constatations ont conduit à une estimation de la géométrie finale à peu près optimale suivante :

- matrices de 200 mm de long, limitation par l'encombrement sous plancher ;
- diamètre intérieur de 20 mm et extérieur de 30 mm, pour assurer une tenue correcte des matrices en compression ;
- nombre limité au maximum à 10 matrices pour des raisons de limites sur la garde au sol et pour limiter le nombre de pièces isolantes en céramique ;

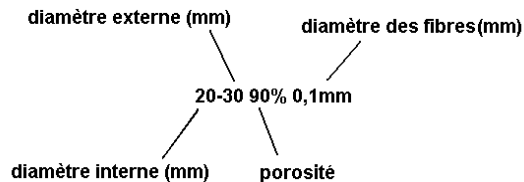
Nous nous sommes tout de même réservés le droit de tester encore l'influence du diamètre extérieur, mais une épaisseur de 5 mm permet d'avoir un réseau fibreux complet et une tenue mécanique satisfaisante. Comme dans la partie modélisation (annexe J) nous avons montré que la filtration ne se faisait que dans les deux premières rangées de fibre, l'idée pouvait paraître judicieuse de n'utiliser qu'une grille façonnée selon la forme d'un cylindre et de limiter ainsi le volume du système. Il nous a semblé malgré tout important de pouvoir assurer une maturation des dendrites formées dans un réseau de fibres, qui leur permet de former des ponts et de tendre vers des tailles plus importantes. De plus la géométrie utilisée permet d'avoir des manchons filtrants cohérents très simples à monter. Nous prenons systématiquement en compte 3 types de contraintes lors de chaque modification de prototype :

- contraintes d'efficacité maximale et d'énergie consommée minimale (la contrainte cible est 90 % d'efficacité de filtration avec une surconsommation carburant de moins de 1%) ;
- contraintes d'encombrement car l'espace disponible sur véhicule est au maximum de quelques litres, avec des limites en épaisseur et en profondeur drastiques (dépendant du véhicule) ;
- contraintes liées à la facilité de montage, à la fiabilité dans le temps et au faible coût de fabrication du prototype de filtration.

L'étude est donc en très grande partie basée sur une géométrie fixe éprouvée, sur laquelle nous avons tenté de faire varier des paramètres non impliquants sur le volume de l'installation : la nature des matrices filtrantes et le diamètre de l'électrode de faible rayon de courbure. Enfin sur la fin de l'étude, la majeure partie de la puissance de travail de l'équipe a été consacrée à des améliorations de l'isolation, de la fiabilité technique et la recherche d'un moyen de traiter les suies agglomérées. Pour ma part, ayant gardé une forte étiquette universitaire, la compréhension de l'influence des paramètres physiques purs m'a permis de mettre en permanence un modèle mathématique à jour, modèle qui est d'une grande utilité pour confirmer ou infirmer l'influence de certaines modifications, dont l'effet visible se noie dans les erreurs de mesure. En effet le très faible temps de séjour dans l'installation demande une compréhension très fine des phénomènes physiques mis en jeu pour ne pas se fourvoyer sur l'explication d'une hausse ou d'une baisse d'efficacité.

L'agglomérateur électrostatique a toujours été considéré comme un procédé ayant une application industrielle future, ce qui a permis d'intégrer très en amont toutes les contraintes inhérentes à l'installation sur véhicules, tout en gardant une forte visibilité sur les principes physiques de fonctionnement du procédé. Les résultats obtenus avec le prototype n°1 ne seront pas présentés dans la mesure où ils ont systématiquement été refaits avec le prototype n°2, qui s'est avéré bien plus fiable lors des essais. La forte quantité de résultats expérimentaux obtenue permet de se passer des résultats du prototype n°1 sans nuire à la compréhension générale de l'étude.

Enfin nous proposons la nomenclature suivante pour décrire les matrices, ce qui permettra une certaine économie de notation :



Même si la plupart du temps les matrices utilisées sont des 20-30, nous gardons cette notation car historiquement ce n'est pas le cas et nous présenterons le cas de quelques matrices 20-40. Les efficacités AVL sont les efficacités massiques et les efficacités ELPI et SMPS sont des efficacités numériques totales lorsque la classe de particule n'est pas précisée.

2. Ordres de grandeur

Prenons l'exemple du moteur G9T600 monté au CERTAM et voyons les températures, débits et vitesses d'entrée du gaz subis par le système de filtration lorsque le prototype 3 est utilisé, c'est à dire que 10 cellules élémentaires sont mises en parallèle pour la filtration des gaz.

Régime trs/min	PME bars	Qm échap kg/h	Qv échap L/s	Cm mg/m3	T agglomérat.°C	Vitesse attaque m/s	Temps de séjour ms
850	0	35,4	9,6	1,0	68,5	3,0	65,8
1250	2	44,8	14,9	22,7	149,2	4,8	42,1
1500	1	53,4	16,9	15,3	127,3	5,4	37,2
1500	3	57,2	22,4	45,7	224,0	7,1	28,0
1500	5	79,4	34,7	143,7	280,0	11,0	18,1
1500	7	112,1	51,7	9,0	311,0	16,5	12,1
1750	7	131,4	64,1	12,3	344,8	20,4	9,8
2000	1	80,7	27,4	14,0	157,0	8,7	22,9
2000	3	89,9	36,6	53,3	242,5	11,7	17,2
2000	5	121,7	57,5	13,0	324,8	18,3	10,9
2000	7	160,8	80,3	16,3	358,8	25,6	7,8
2250	5	145,4	70,2	15,7	338,0	22,3	9,0
2500	7	195,1	101,5	26,0	385,3	32,3	6,2
2500	9	209,2	110,5	14,5	395,3	35,2	5,7
2750	7	237,5	122,9	32,7	382,0	39,1	5,1
2750	10	289,4	158,4	12,7	419,8	50,4	4,0

Figure n°38 : cartographie moteur du G9T600 et conditions de filtration dans le prototype n°3 à 10 cellules en série. Ces 16 points sont utilisés pour vérifier le bon fonctionnement du moteur, sont caractéristiques du cycle NEDC et couvrent presque tout le domaine de puissance du G9T600. « T agglomérat. » est la température moyenne dans l'agglomérateur de particules. La vitesse d'attaque est la vitesse d'entrée du gaz dans l'espace inter-électrodes.

Ces ordres de grandeur montrent que les temps de séjour dans l'agglomérateur sont très faibles, mais suffisants pour assurer une charge complète des particules puisque le temps que la particule se charge à saturation est approximativement de 1 à 2 ms (annexe J). Ce tableau récapitulatif montre aussi les très fortes variations de débit et de température dans l'agglomérateur et combien il est crucial de soigner le dimensionnement des pièces mécaniques du dispositif pour assurer une tenue à long terme de l'ensemble. Les assemblages métal-céramique sont par exemple particulièrement critiques. Le débit volumique traité permet de se faire une idée des puissances électriques nécessaires pour travailler à puissance volumique constante (on utilise habituellement 1 J/L). Nous voyons clairement dans ce tableau que lors des essais avec les prototypes 1 et 2 (échelle 1/10), de 50 à 90 % du débit échappement sera bypassé lors des essais, car le débit maximal traitable par une matrice dans des bonnes conditions d'efficacité est de l'ordre de 35 kg/h. Pour être plus précis, un moteur F9Q750 est utilisé avec les prototypes 1 et 2, celui-ci générant un débit un peu moins

important que le G9T600. Les autres caractéristiques restent comparables. Pour le banc moteur de Chambéry, dont le débit en pointe est de 35 à 40 kg/h, le gaspillage de gaz d'échappement et donc d'énergie est beaucoup moins important.

3. Résultats préliminaires

Avant de présenter la description fine de l'influence des paramètres de la filtration sur l'efficacité d'agglomération des particules, il est utile de présenter quelques résultats préliminaires. Ces résultats concernent deux points sur lesquels nous n'avons pas poursuivi nos recherches par manque d'intérêt des résultats obtenus : l'évolution de l'efficacité au cours du temps et la capacité de stockage des matrices.

3.1. Capacité de stockage

Nous n'avons jamais pu mettre clairement en évidence un stockage massif des suies dans les matrices filtrantes. Tout au plus après plusieurs minutes de fonctionnement peut-on constater l'apparition d'un dépôt de suies sur les fibres, mais des essais de pesée à des temps de fonctionnement connus n'ont pas permis de mettre en évidence une évolution significative dans le temps de la masse de suie retenue, qui est tout au plus de quelques grammes par matrice filtrante. Cependant dans le cas de très faibles débits de gaz traités en continu pendant plusieurs heures (5 kg/h par matrice pendant 5 heures, moteur F9Q750, 2000 trs/min, 3 bars), il est possible de voir une accumulation de suie dans l'agglomérateur à l'extérieur de l'espace inter-électrodes sous la forme de grands écheveaux dendritiques, qui ne sont pas évacués étant donnée la très faible vitesse de circulation du gaz. Dans le cas des débits de gaz modérés (>10 kg/h par matrice), les dendrites sont convenablement évacuées et l'état d'encrassement du système demeure tout à fait constant. Il apparaît que l'état stationnaire en terme de relargage arrive d'autant plus vite que le débit traité est fort. Par exemple en conditions de fonctionnement moyennes (15 kg/h par matrice), cet état est atteint au bout de quelques minutes d'après nos estimations.

3.2. Efficacité au cours du temps

L'efficacité n'est donc pas un paramètre qui varie au cours du temps, dans la mesure où la masse de suies déposée dans les matrices filtrantes est fixe. Ceci a été vérifié à l'aide du prototype n°2 lors d'essais de filtration durant plusieurs heures sur un point F9G750 à 2000 trs/min 3 bars et une matrice 20-30-80% 0,23 mm en tension positive (anode tungstène 0,25 mm) ; les résultats sont visibles sur la figure n°39.

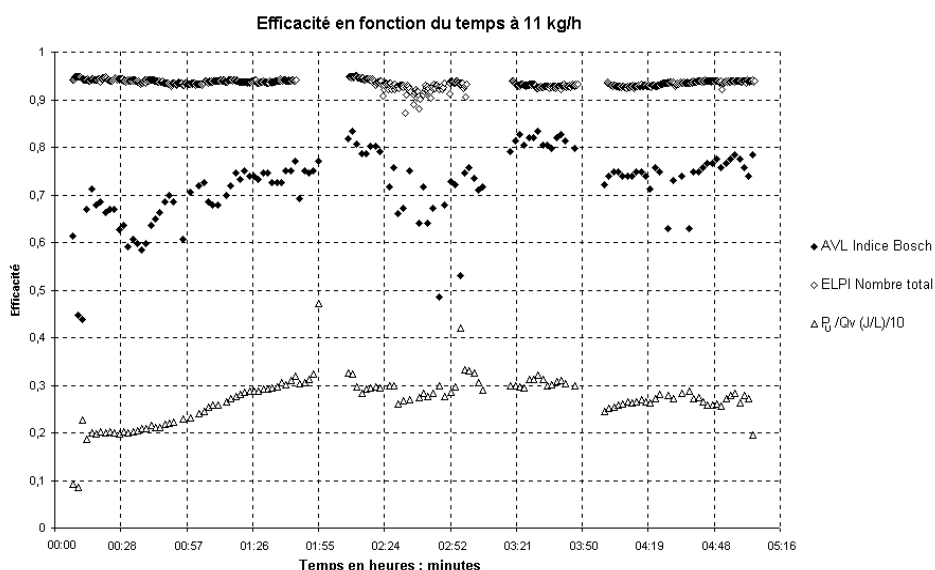


Figure n°39 : efficacité de filtration au cours du temps sur une période de 5 heures. L'efficacité de filtration ne varie pas, la perte de charge ne varie pas (non représentées), la décharge électrique est stable : le système a atteint un régime stationnaire. Les phases sans résultats correspondent aux mesures amont répétées 3 fois lors de l'essai.

L'efficacité de filtration ne varie que peu pendant 5 heures de fonctionnement en continu, les seules variations constatées sont dues à des problèmes transitoires d'encrassement des céramiques et à des corrections de débit en cours de manipulation (la mise en température des lignes affecte légèrement la répartition des débits). Le même essai a été effectué à 20 kg/h avec la même matrice et le même point moteur, avec les mêmes constatations (figure n°40).

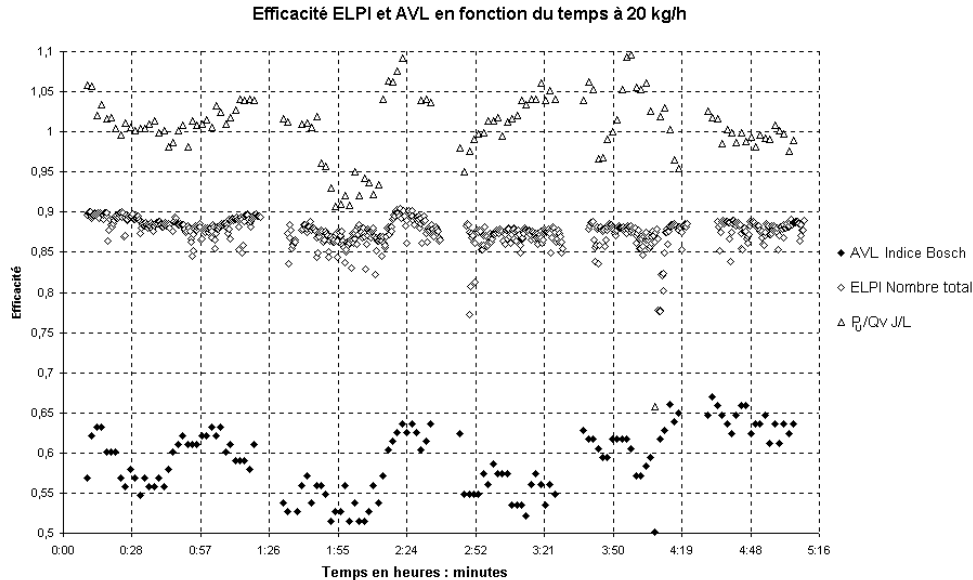


Figure n°40 : évolution des efficacités massiques et numériques de filtration en fonction du temps pendant 5 heures à 20 kg/h de débit traité. Les phases sans résultats correspondent aux mesures amont répétées 4 fois lors de l'essai.

Les figures n°39 et 40 montrent une très nette différence entre l'efficacité mesurée par la méthode réflectométrique (AVL) et l'efficacité numérique. Comme nous le verrons plus loin, cette différence ne peut s'expliquer que par une aspiration des agglomérats de particules en aval de l'agglomérateur par l'AVL 415. A noter que pendant les essais, l'indice Bosch se situe entre 0,8 et 1 (16 à 20 mg/m³ de suies).

Les hypothèses suivantes seront donc faites par la suite :

- Le régime stationnaire de filtration-relargage est atteint avant la stabilisation thermique de la ligne, donc avant le début des essais ;
- la masse de suie stockée dans l'agglomérateur est constante au cours du temps et suffisamment faible pour ne pas entraîner de variations de pertes de charges significatives.

3.3. Pertes de charge

Nous passerons également rapidement sur les pertes de charge qui ne sont dues qu'à la présence du diaphragme en entrée de l'espace inter-électrodes. En effet les matrices filtrantes sont très poreuses, peu épaisses et offrent une assez faible surface développée (1600 à 8000 m²/m³) et une forte surface d'évacuation de l'écoulement. La figure n°41 montre la perte de charge obtenue avec 3 matrices différentes sur le banc moteur de Chambéry, avec un gaz peu chargé en particules (10 mg/m³). Les différences obtenues entre les matrices ne sont pas significatives.

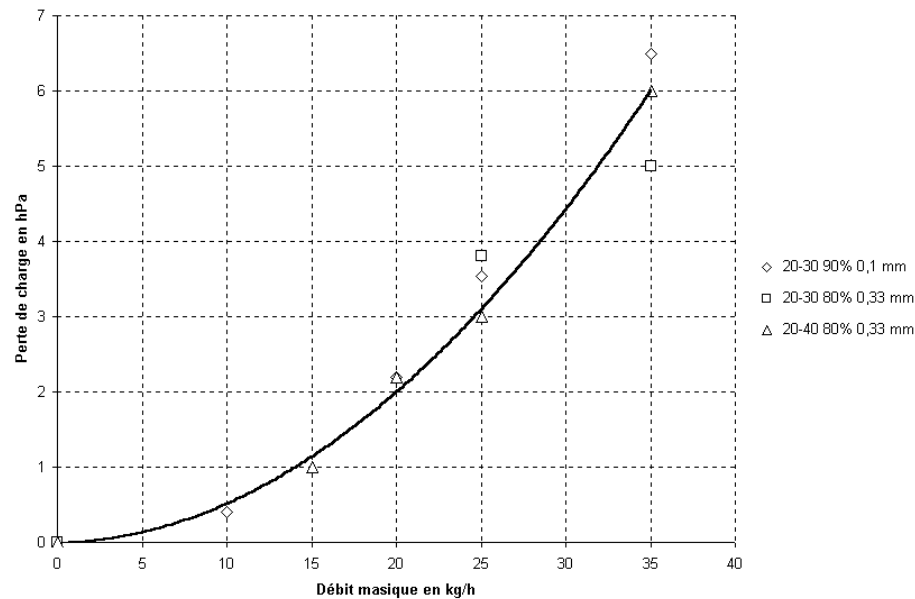


Figure n°41 : pertes de charge obtenues avec 3 matrices différentes sur le banc moteur de Chambéry.

La figure n°41 montre que les pertes de charge sont très faibles par rapport à un filtre passif par exemple, ce qui est l'effet recherché dans notre dispositif. Il doit même être possible de les diminuer encore en améliorant le profil de la zone d'entrée des gaz dans l'espace inter-électrodes. Aucune amélioration n'est prévue à ce niveau étant donné le très faible impact des pertes de charge de ce système sur une ligne d'échappement éventuelle.

4. Courbes intensité-potentiel

Les courbes intensité-potentiel permettent d'évaluer la puissance électrique déposée dans le gaz à filtrer. Leur détermination ne présente d'autre intérêt que de vérifier si la géométrie étudiée s'approche bien d'une géométrie fil-cylindre et si la mobilité des ions est proche des valeurs de la littérature. Les études réalisées en DEA [47] montrent bien que l'on peut faire l'approximation que les courbes intensité-potentiel sont similaires à celles que l'on aurait si la matrice filtrante était un tube à paroi lisse de diamètre égal à son diamètre intérieur. Ceci est confirmé par les modélisations mathématiques (annexe J) qui montrent que le champ électrique ne se propage plus derrière la première rangée de fibres : le potentiel ne pénètre pas en profondeur dans la matrice filtrante. Nous avons observé également qu'il valait mieux effectuer les courbes intensité-potentiel avec un balayage de gaz au moins égal à 10 kg/h, sous peine d'avoir des résultats non reproductibles à cause de l'échauffement par effet joule de l'espace inter-électrode qui vient fausser les mesures.

Les relations dans l'air étant relativement connues et établies, il est plus intéressant de modéliser ces courbes intensité-potentiel dans un gaz d'échappement, mélange complexe de gaz à température variable. Cette modélisation a été faite sur les deux bancs moteurs et les deux polarités disponibles.

4.1. Tension positive

Les courbes réalisées sur le banc moteur de Chambéry avaient pour but d'explorer l'influence de la température sur les courbes intensité-potentiel, à composition de gaz constante : le groupe électrogène est placé sur son point de fonctionnement à vide 3000 tours 0 bar, où seuls les frottements internes du moteur et de la génératrice induisent une consommation de carburant : la production de suies est faible ($IB = 0,07$). Les courbes sont réalisées à 30 m³/h de gaz d'échappement et à température variable à l'aide du système de chauffage des gaz. La figure n°42 montre le résultat obtenu avec une matrice 20-30 80% 0,23 mm et une anode tungstène de 0,25 mm. La tension est poussée jusqu'à l'apparition des premiers arcs électriques.

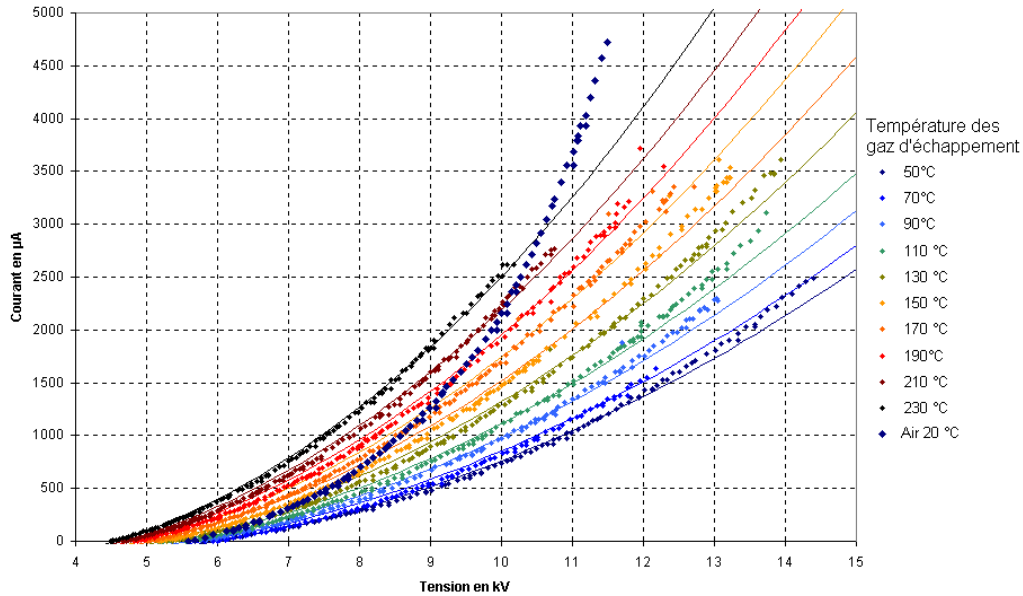


Figure n°42 : mesure (points) et modélisation selon les relations (157) à (159) (trait plein) des courbes intensité-potential dans un gaz d'échappement faiblement chargé et chauffé. On peut voir la grande différence entre la courbe mesurée à 50°C et un débit de 30 m³/h, et la courbe mesurée à 20°C dans l'air : la quasi-absence de vapeur d'eau entraîne une forte mobilité ionique et un courant de décharge très important.

La modélisation des courbes intensité-potential dans les gaz d'échappement faiblement chargés en suies fonctionne bien en utilisant une mobilité ionique de $2.10^{-4} \text{ m}^2.V^{-1}.s^{-1}$ (mobilité standard à 20°C, voir page 29) et une correction du courant généré fonction de la température via la relation (159) introduite dans la relation (30). Cette relation empirique est tirée de nos essais expérimentaux :

$$\mu_{ion}(T) = \mu_{ion}(293K) \cdot \frac{T}{293} \quad \text{Variation de la mobilité avec la température} \quad (157)$$

$$I_{linéique} = \frac{F(T) \cdot 8 \cdot \pi \cdot \mu_{ion} \cdot \epsilon_0}{R^2 \ln \frac{R}{R_0}} \cdot V(V - V_0) \quad \text{Courant récolté sur la matrice} \quad (158)$$

$$F(T) = 5,465 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 - 1,422 \cdot 10^{-3} \cdot T + 0,728 \quad \text{Coefficient de correction (T en } ^\circ K) \quad (159)$$

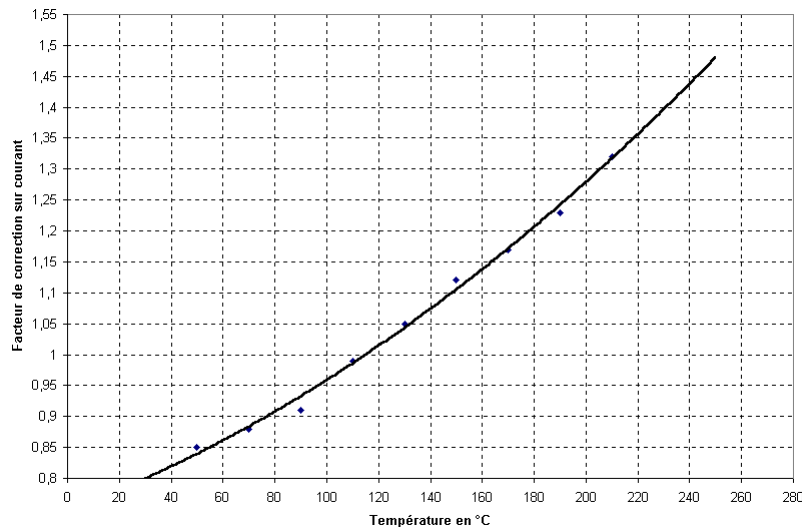


Figure n°43 : coefficient de correction du courant de décharge en fonction de la température dans un gaz d'échappement chauffé faiblement chargé.

La relation de Peek (27) fonctionne par contre parfaitement, grâce à la correction de la densité du gaz avec la température. Le fait que la relation de Townsend ne fonctionne pas peut avoir plusieurs causes : soit la seule correction de mobilité ionique avec la température n'est pas suffisante à cause par exemple des modifications de cinétiques de formation des « clusters », mais cette hypothèse n'a jamais été évoquée dans les publications, soit les cinétiques d'ionisation et de recombinaison varient avec la température, le courant récolté est donc plus élevé (ce qui est confirmé par les relations (13), (15), (18) et (19)) . Enfin la présence d'espèces instables à bas potentiels d'ionisations peut faciliter la génération d'ions en quantité (comme l'ozone par exemple, présent en faibles quantités).

Pour tester la robustesse du modèle, nous avons changé le diamètre de l'anode, en passant de 0,25 à 0,5 mm de diamètre, tout en gardant les mêmes conditions opératoires, les résultats et modélisations sont présentés dans la figure n°44.

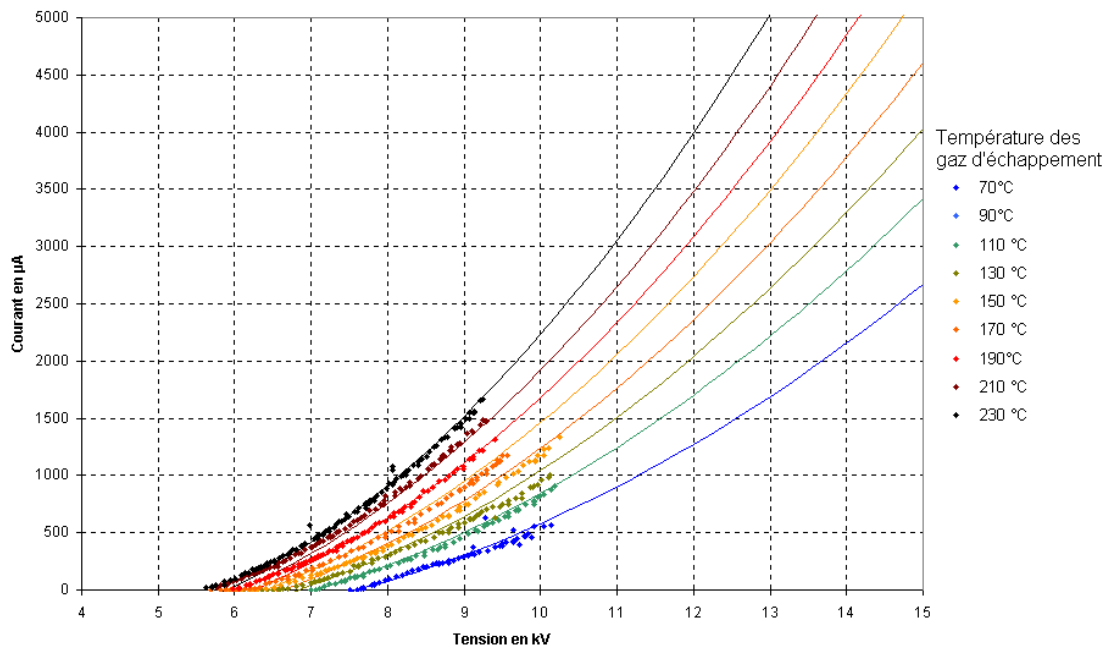


Figure n°44 : Courbes intensité-potential expérimentales (points) et modélisées selon les relations (157) à (159) dans les mêmes conditions que la figure n°42, mais avec un diamètre d'anode de 0,5 mm. Les coefficients de correction de l'essai sont identiques à ceux obtenus avec l'anode de 0,25 mm.

La figure n°44 montre que la relation d'ajustement trouvée avec l'anode de 0,25 mm fonctionne sans modification pour les essais avec une anode de 0,5 mm. Ce coefficient d'ajustement est donc reproductible quelle que soit la géométrie et peut servir de référence pour l'établissement des courbes intensité-potential dans les gaz d'échappement faiblement chargés. Les potentiels d'ionisation suivent toujours la loi de Peek (27) sans modification. Nous pouvons enfin voir sur cette figure les limitations de l'augmentation du diamètre de l'anode : la couronne bascule facilement en régime de streamer : l'arc électrique apparaît pour de faibles courants de décharge et des potentiels bas. Dans les deux cas, la diminution du potentiel d'ionisation, l'augmentation de la pente de la relation $I=f(U)$ et l'augmentation du potentiel d'ionisation sont tout à fait en accord avec la théorie et les relations de Peek (27) et Townsend (30). Le coefficient d'ajustement proposé est par contre certainement variable en fonction de la composition du gaz et de la charge moteur, ce que nous n'avons pas pu tester sur le banc de Chambéry.

Nous avons donc réalisé ces mêmes courbes au CERTAM sur le prototype 3 (10 matrices) mais selon une autre philosophie, qui a consisté à se placer sur les 16 points de caractérisation du moteur G9T600 derrière un filtre à particule, afin de s'affranchir de l'influence des suies. Ces essais se font donc à débit variable (ce qui a peu d'influence), à température variable et à composition des gaz variable. L'enjeu est alors de trouver une relation d'ajustement qui prenne en compte à la fois la température et la composition des gaz d'échappement. Les courbes expérimentales sont représentées sur la figure n°45. Les débits sont les mêmes que ceux de la figure n°38.

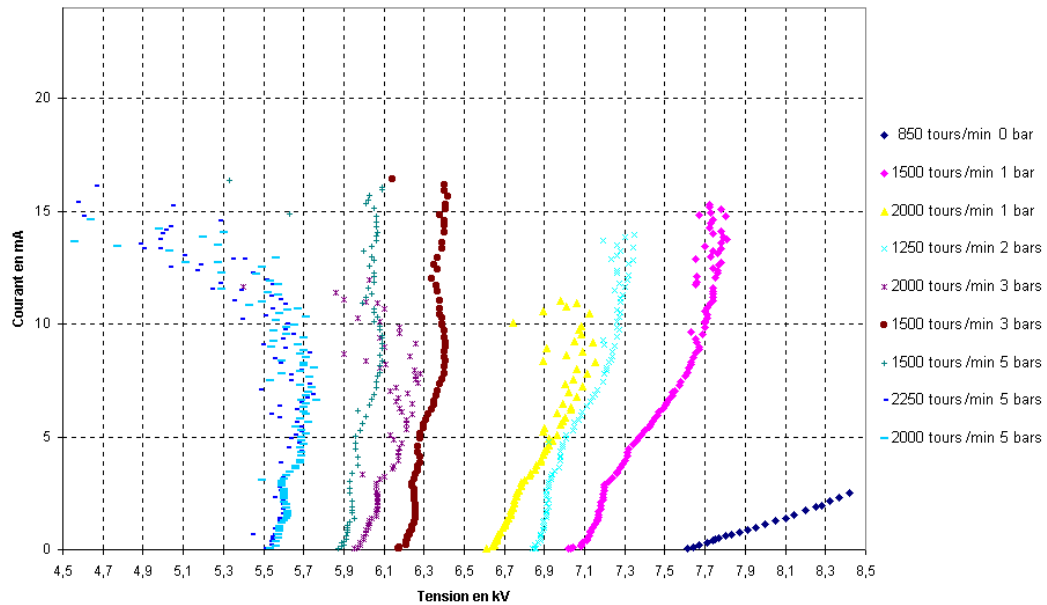


Figure n°45 : courbes intensité-potential réalisées sur 10 matrices et sur 9 points moteur du G9T600. L'aspect de ces courbes n'a pas permis leur modélisation. Les courants maximaux atteignables sont relativement faibles, la décharge est très instable.

Les courbes intensité-potential expérimentales en tension positive montrent plusieurs régimes de décharge en série, pour lesquels nous n'avons pas d'explication physique. Par contre il semble que sur les essais les plus chauds la décharge autonome de Townsend soit atteinte (pente verticale de la courbe $I=f(U)$, [22]), ainsi qu'un basculement vers un régime d'arc thermique (baisse du potentiel à fort courant). Il est surprenant que ces décharges se produisent spécifiquement en décharge positive comme nous allons le voir plus loin. Il semble que nous observions là plus des décharges rampantes à la surface des diélectriques que la décharge couronne dans le gaz.

4.2. Tension négative

Les mêmes essais qu'en tension positive ont été réalisés à Chambéry en tension négative (même matrice, mêmes conditions expérimentales, cathode 0,25 mm de diamètre). La figure n°46 montre les résultats obtenus et les modélisations.

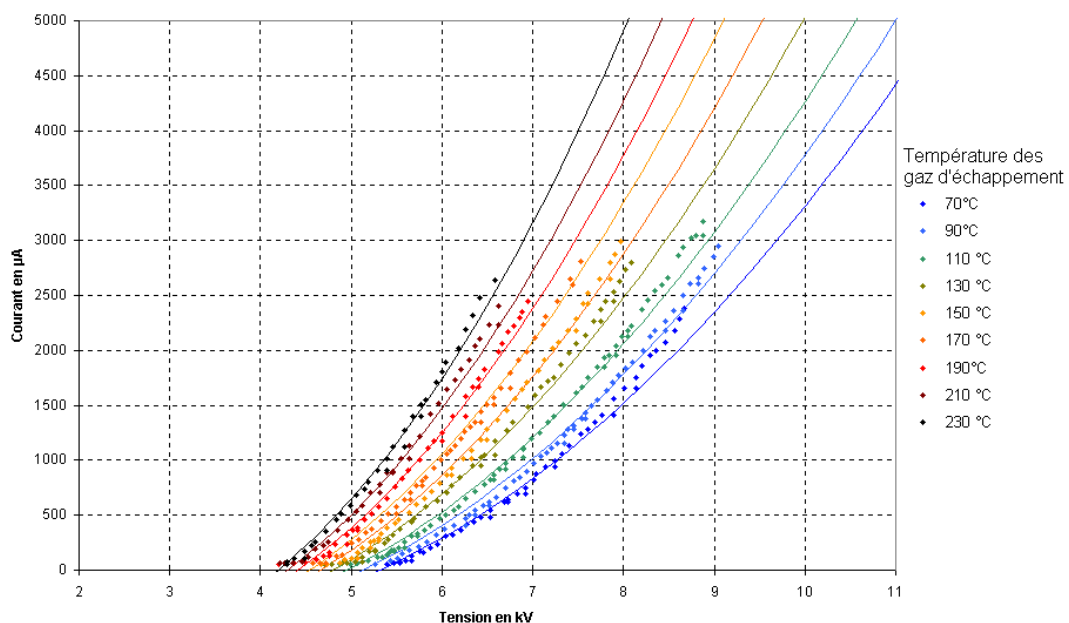


Figure n°46 : Courbes intensité-potential en tension négative, avec une cathode de 0,25 mm de diamètre et un débit de 30 m³/h.

La modélisation selon les relations (157) à (159) fonctionne encore une fois sans modification de la relation d'ajustement (avec des réserves sur les forts courants, mieux modélisés par la relation n°33), mais il est nécessaire de prendre une mobilité ionique de $7.10^{-4} \text{ m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$, ce qui est très supérieur à tous ce qui a pu être vu dans la littérature. Ceci peut s'expliquer par le fait que pour des très petites distance de décharge ($<1,5 \text{ cm}$), la recombinaison des électrons avec les espèces neutres de l'air n'est pas totale et une partie du courant est un courant d'électrons, dont la très forte mobilité ($1 \text{ m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$) vient fortement augmenter la mobilité moyenne mesurée, même si la composante électronique est faible [16]. Cette explication nous semble malgré tout assez douteuse, en tout cas pas suffisante pour expliquer un tel écart. Nous pensons que cette augmentation de la mobilité est un artefact provoqué par une très forte augmentation du courant du à la présence d'espèces facilement ionisables. A iso-tensions de décharge, la tension négative offre donc des courants beaucoup plus élevés que la tension positive, mais le claquage intervient pour des valeurs de courants à peu près équivalentes, donc à potentiel plus bas.

De manière similaire à la tension positive, les courbes intensité-potentiel ont été réalisées en tension négative sur le prototype 3 sur 9 des 16 points de caractérisation du G9T600 au CERTAM, derrière un filtre à particules (figure n°47).

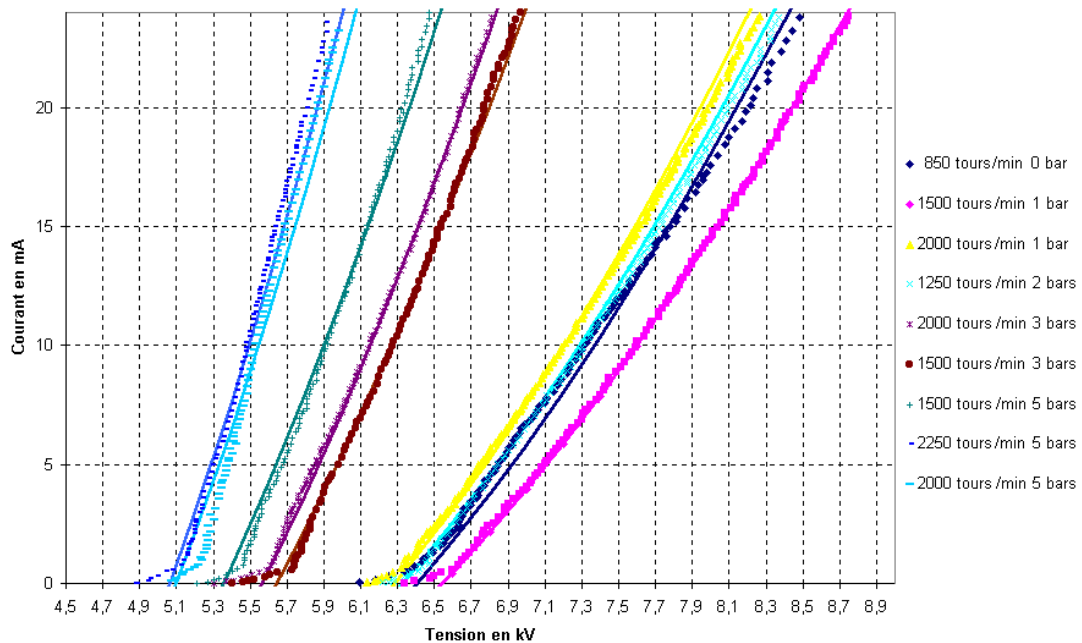


Figure n°47 : courbes intensité-potentiel en tension négative réalisées sur 9 points moteur du G9T600, les mesures expérimentales (points) sont assez facilement modélisables avec une relation empirique du type de celle utilisée précédemment (lignes pleines). Les courants maximaux sont élevés, la décharge est très stable.

Cette caractérisation a permis de mettre au point un modèle mathématique de la décharge couronne dans les gaz d'échappement. Nous avons fait l'hypothèse que tous les polluants gazeux susceptibles de modifier la décharge couronne (CO_2 et H_2O principalement) sont corrélés de manière monotone à la charge moteur et donc à la température des gaz d'échappement. Nous mettons alors au point une corrélation empirique, à partir des points expérimentaux, fonction de la température et permettant de modéliser les courbes intensité-potentiel à partir des relations de Peek et Townsend. Ceci est valable uniquement pour un moteur donné. Nous utilisons une mobilité ionique de $7.10^{-4} \text{ m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ comme précédemment, et le coefficient de correction suivant :

$$F(T) = 7.93.10^{-6}.T^2 + 1.41.10^{-5}.T + 5.78.10^{-3} \quad (T \text{ en } ^\circ\text{K}) \quad (160)$$

Nous pouvons voir sur la figure n°47 qu'un petit courant apparaît à seuil d'ionisation bas et forme une pseudo courbe intensité-potentiel, puis la courbe change de pente vers 500 μA (50 μA pour une matrice seule) et reprend l'allure prédite par Townsend. Nous attribuons ce courant apparaissant à faible potentiel soit à la collecte de particules chargées issus de la combustion (peu probable en première approximation), soit à un régime de décharge particulier et non décrit dans la littérature. De manière générale en tension négative, nous observons toujours un petit courant résiduel avant l'apparition de l'effet couronne.

La figure n°48 montre une comparaison des deux relations. Il est clairement visible sur ce graphique que la charge moteur joue une grande influence sur les courbes intensité-potentiel, puisque les courants dans un gaz d'échappement faiblement chargé sont moins importants que dans un gaz d'échappement fortement chargé.

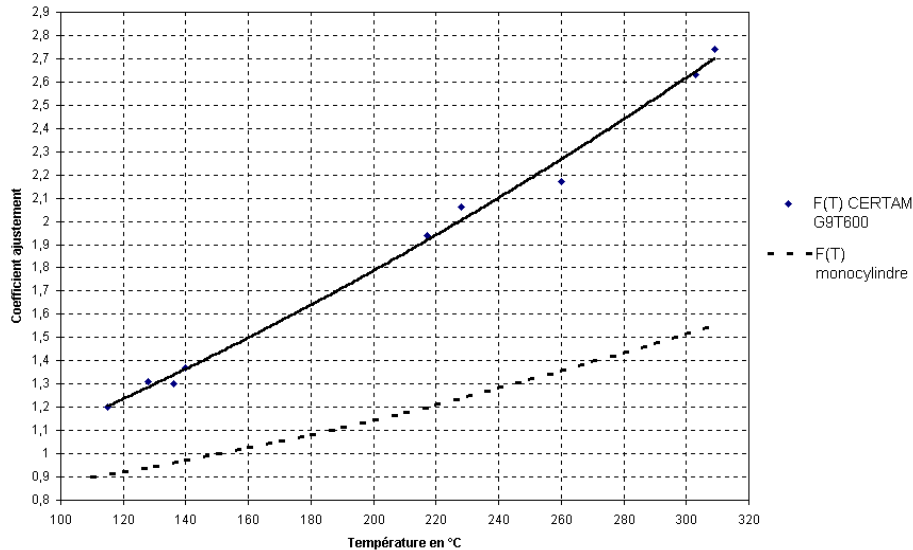


Figure n°48 : coefficient de correction sur G9T600 (trait plein) et sur moteur monocylindre (pointillés). Les relations ne sont pas équivalentes étant donné que la charge moteur n'est pas la même.

Dans l'absolu, il serait possible de corrélérer le coefficient de correction à la composition exacte des gaz d'échappement, mais dans le cas de notre étude, cette caractérisation est largement suffisante. Etudions maintenant de manière exhaustive les paramètres influençant la filtration.

5. Etude paramétrique

Les paramètres pouvant influencer l'efficacité de filtration sont les suivants :

- débit, température et charge particulaire du gaz traité ;
- dimensions de la matrice en général et composition interne, à savoir porosité, diamètre des fibres et type de fabrication ;
- arrangement des matrices entre elles dans un même volume de filtration fixe (écoulements préférentiels, turbulences dans le divergent d'approche) ;
- polarité de la décharge ;
- diamètre de l'électrode haute tension.

Les dimensions de la matrice sont optimisées et fixes, et l'arrangement des matrices a été réalisé de manière optimale dans le prototype n°3, dans le sens d'une intensification du procédé. Tous les autres paramètres sont maintenant à évaluer. Les paramètres pouvant influencer la durabilité et la fiabilité du dispositif sont les suivants :

- nature de l'électrode haute tension (et également diamètre) ;
- méthode de fabrication des matrices et nature des fibres ;
- polarité de la décharge (en tension négative, le bombardement par les ions positifs de la cathode est reconnu comme étant une cause d'érosion importante).

Ces paramètres sortent du domaine de cette étude et sont validés en parallèle par la société Renault. La figure n°49 récapitule tous les paramètres dont nous devons tenir compte et pour lesquels nous devons évaluer l'influence.

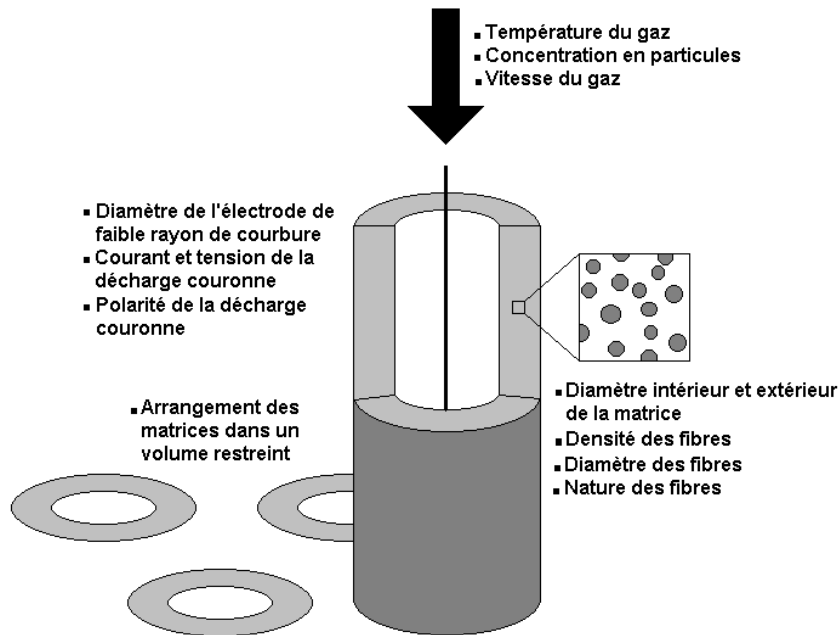


Figure n°49 : ensemble des paramètres pouvant avoir un impact sur l'efficacité de filtration et sur la fiabilité à long terme du procédé de filtration.

5.1. Influence de l'épaisseur du medium filtrant

L'étude de l'épaisseur du médium filtrant a été faite relativement rapidement, dans la mesure où des essais préalables ont montré que la filtration des particules ne se faisait que peu dans la masse et que des simulations sur modèles de type Miecret et Gustavsson ont invalidé une éventuelle influence forte de ce paramètre (voir annexe E). La figure n°50 montre la filtration de particules de fluorescéine de $0,18 \mu\text{m}$ à $50 \text{ m}^3/\text{h}$ et à 20°C par une matrice 20-40 90% 0,33 mm (fibres en gilphal) avec le prototype 1, en tension positive.



Figure n°50 : filtration de particules colorées pour la visualisation des zones de dépôt : les particules ne se fixent que sur la partie des fibres voyant l'anode.

Cette photographie, ainsi que de nombreux essais et le modèle mathématique (annexe J), montrent que l'épaisseur du médium filtrant n'a aucune influence mesurable sur l'efficacité de filtration. Ce paramètre ne sera donc plus testé par la suite et seules des matrices de diamètre extérieur de 30 mm seront testées. Leur encombrement n'est plus un problème arrivé à ces dimensions. Pour mémoire, la figure n°51 montre la première matrice utilisée, et le modèle actuel.



Figure n°51 : modèle de matrice utilisée initialement (diamètre 100 mm) et modèle actuel (30 mm). La compréhension des mécanismes de capture et des phénomènes électriques dans l'espace inter-électrodes a permis de gagner un facteur 10 sur le volume, tout en augmentant l'efficacité de filtration.

La nature des matrices doit par contre avoir un impact, puisque selon le diamètre des fibres et leur compacité, l'aspect du champ électrique doit différer à leur approche. C'est ce que nous allons essayer de mettre en évidence dans la partie suivante, ainsi que par le calcul dans la partie modélisation (annexe J).

5.2. Influence de la composition des matrices

L'efficacité de filtration peut être évaluée en considérant simplement deux rangées de fibres de la matrice (annexe J). Comme l'arrangement des fibres dans les matrices tricotées est régulier en surface comme en profondeur, nous pouvons caractériser l'arrangement des fibres en surface par la porosité de celles-ci. Il est alors possible de faire le lien entre les caractéristiques en profondeur du matériau et ses propriétés électriques de surface : à même espacement du centre des fibres, plus celles-ci seront petites, plus le champ sera pénétrant et bien développé autour des fibres (lignes de champ fortement convergentes), mais moins les fibres offriront de surface de capture potentielle. Inversement si les fibres sont grosses, le champ électrique sera peu pénétrant et les lignes de champ faiblement convergentes, mais la surface de filtration offerte aux particules sera grande.

Plus globalement, une forte surface développée signifie de mauvaises conditions électriques mais une forte surface de capture (la surface voyant l'électrode de faible rayon de courbure est importante), et une faible surface développée signifie de bonnes conditions électriques mais une faible surface de capture. Il doit donc être possible de trouver un compromis entre ces deux paramètres.

L'avantage de travailler sur la nature des matrices sans changer leur dimension est que l'on peut tenter d'améliorer l'efficacité de filtration par une modification qui ne « coûte » rien énergétiquement. En effet les pertes de charge restent négligeables pour toutes les matrices que nous avons testées et le type de matrice n'influence pas la décharge électrique. Il faut cependant garder à l'esprit qu'à dimensions constantes, le coût de fabrication peut augmenter et que la durabilité peut diminuer, en particulier dans le cas des matrices tissées avec du fil fin (0,1 mm).

5.2.1. Essais réalisés sur le banc moteur multicylindres

5.2.1.1. Introduction

Les premiers essais ont été réalisés au CERTAM de Rouen avec le prototype n°2 (une seule matrice) et le moteur F9Q750. Les matrices suivantes ont été testées :

	Taille des fibres en μm			
Porosité en %	100	230	330	500
70				
80				
90				

Matrice fil acier inox tissé
 Matrice fibres gilphal soudé

Figure n°52 : matrices testées lors des essais à Rouen sur prototype n°2. Les matrices sont choisies pour minimiser les essais tout en maximisant l'étude de leurs paramètres structuraux. Nous soignons donc particulièrement le plan d'expérience.

Les matrices sont testées en tension positive et le diamètre de l'anode est de 0,2 mm (anode en tungstène thorié). Les matrices sont testées sur un point moteur fixe 2000 tr/min et 75 N.m (3 bars), ce qui permet d'avoir une concentration en suies de l'ordre de 15 à 30 mg/m^3 . Les deux paramètres variables choisis sont le débit de gaz traité et le courant de décharge. Le plan d'expérience est décrit par la figure n°53. Le fait d'utiliser un débit massique et non un débit volumique permet de traiter une proportion constante du débit moteur total, quelle que soit la température de la ligne d'échappement.

	Courant de décharge en μA							
	0	200	400	600	800	1000	1500	2000
5								
10								
15								
20								
25								

Débit massique traité en kg/h

Figure n°53 : plan d'expérience pour la comparaison des efficacités de filtration des matrices. Ce plan d'expérience permet de comparer plusieurs efficacités à courant constant et débit variable ou plusieurs efficacités à débit constant et courant variable.

Le débit de gaz étant variable dans la ligne, la température d'équilibre s'échelonne entre 110°C (5 kg/h) et 240 °C (25 kg/h) et la tension pour obtenir le niveau de courant désiré entre 5 (plus bas courant à la plus haute température) et 8 kV (plus haut courant à la plus basse température). Le tableau de la figure n°54 récapitule les conditions d'essais pour 3 des débits testés.

5 kg/h			15 kg/h			25 kg/h		
Courant en μA	Voltage en kV	T aggl. °C	Courant en μA	Voltage en kV	T aggl. °C	Courant en μA	Voltage en kV	T aggl. °C
0	0	98	0	0	189	0	0	248
200	5,9	101	200	4,9	190	200	4,5	249
400	6,3	102	400	5,1	191	400	4,7	250
600	6,7	103	600	5,4	191	600	5	249
800	7	103	800	5,6	192	800	5,3	249
1000	7,2	104	1000	5,8	192	1000	5,5	249
1500	7,5	104	1500	6,3	193	1500	5,6	249
2000	7,7	105	2000	6,6	194	2000	5,9	250

Figure n°54 : conditions d'essai pour 3 débits testés.

Comme les essais sont répétés dans des conditions strictement identiques, les efficacités de filtration sur chaque matrice sont directement comparables (le débit volumique est exactement le même pour un débit massique donné et une matrice donnée, une fois l'équilibre thermique de la ligne atteint). Les efficacités sont alors mesurées en nombre à l'aide d'un granulomètre ELPI et en masse à l'aide du

réflectomètre AVL 415 (avec les réserves évoquées précédemment sur ce type de mesures). Il aurait été possible de prendre la puissance injectée comme paramètre de la filtration (nous le ferons par la suite), mais il nous semble que le courant donne vraiment l'image de l'intensité de la décharge et donc du bombardement par les ions. Tous les résultats ne seront pas présentés étant donné le volume de données récolté lors de cette campagne.

5.2.1.2. Efficacités massiques mesurées au réflectomètre AVL 415

A. Effet de la porosité à diamètre de fibres constant

Comparons tout d'abord les matrices à fibres de 0,5 mm de diamètre, à 70 et 80% de porosité.

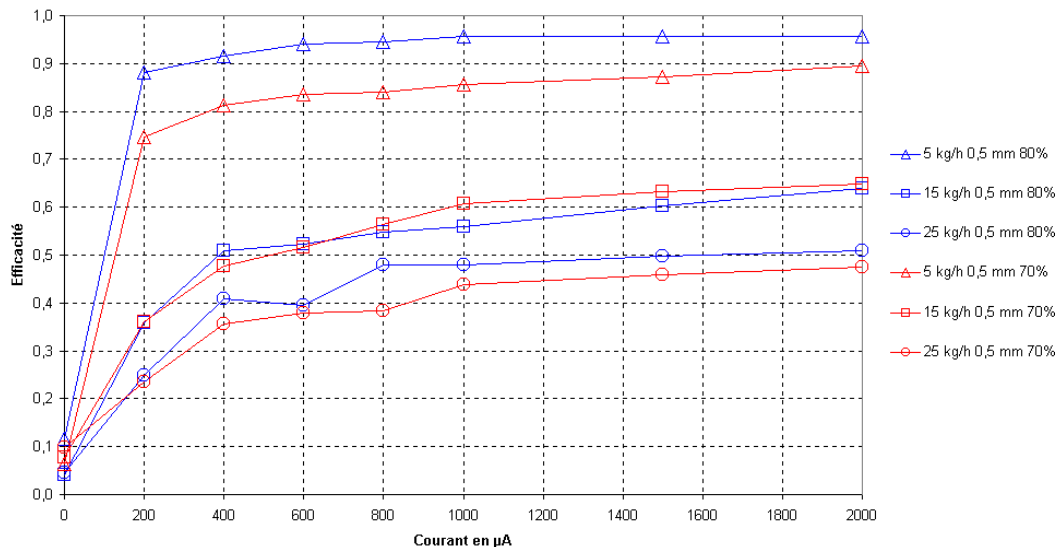


Figure n°55 : efficacité comparée des matrices 20-30 70% 0,5 mm et 20-30 80% 0,5 mm à débit constant et courant de décharge variable.

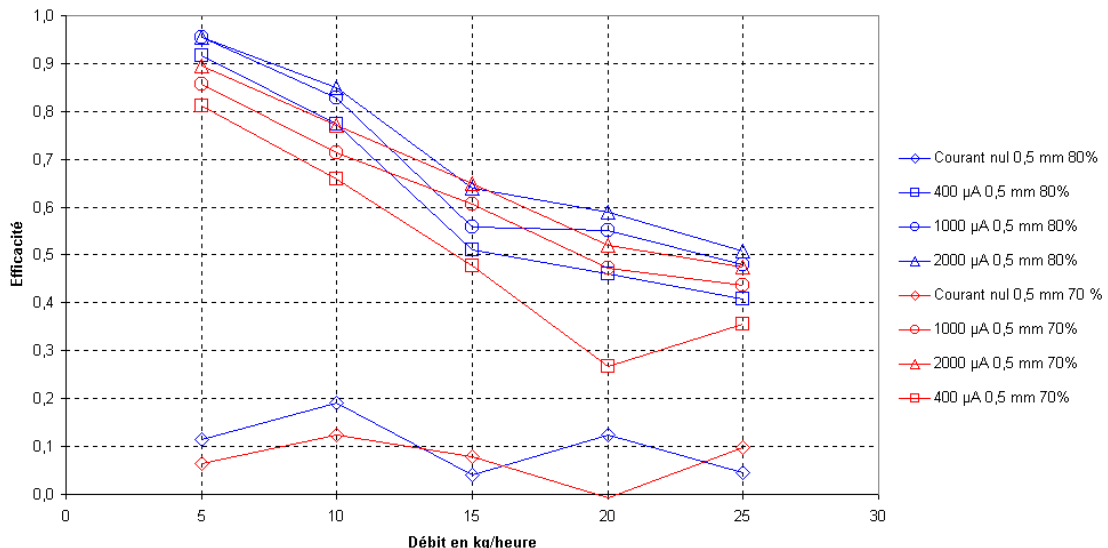


Figure n°56 : efficacité comparée des matrices 20-30 70% 0,5 mm et 20-30 80% 0,5 mm à courant constant et débit traité variable.

Les figures n°55 et 56 montrent bien les grandes tendances de la filtration électrostatique : plus le débit de filtration est faible et l'énergie injectée importante, plus l'efficacité de filtration est bonne. Les essais montrent de plus systématiquement une efficacité de filtration passive (courant et tension nuls) de l'ordre de 10 à 20%, qu'il n'est pas possible de modéliser avec les relations données dans l'annexe E (valeurs trop importantes). Nous ne pensons pas que ces efficacités soient dues à de la

thermophorèse vers les fibres de la matrice, car la température de celle-ci est la même que celle du gaz sur point stabilisé. Cette efficacité semble malgré tout décroître avec le débit, ce qui laisse penser à un phénomène diffusionnel. L'explication la plus plausible semble être de la thermophorèse vers les parois froides de l'enveloppe métallique et de la diffusion vers le support filtrant.

A débit constant et courant variable, un palier dans l'efficacité de filtration est atteint d'autant plus rapidement que le débit traité est faible. Ceci signifie que plus le débit traité est élevé, plus on pourra injecter de puissance dans la décharge couronne sans atteindre de saturation de celle-ci, et qu'un mode avantageux de pilotage de la décharge est de travailler à énergie volumique fixe (énergie volumique = puissance électrique / débit volumique traité). Les niveaux d'efficacité sont globalement comparables, même si l'on constate tout de même une meilleure efficacité massique de filtration pour la matrice la plus poreuse. Comme nous l'avons dit précédemment, il ne faut pas oublier que ces résultats sont entachés d'erreur étant donné que les particules relarguées sont d'autant plus aspirées par la sonde de l'AVL qu'elles sont petites, et donc que le débit est élevé. Les efficacités à fort débit de filtration sont donc largement sous-estimées.

Les figures n°57 et 58 montrent les efficacités comparées des matrices 20-30 80% 0,1 mm et 20-30-90% 0,1 mm.

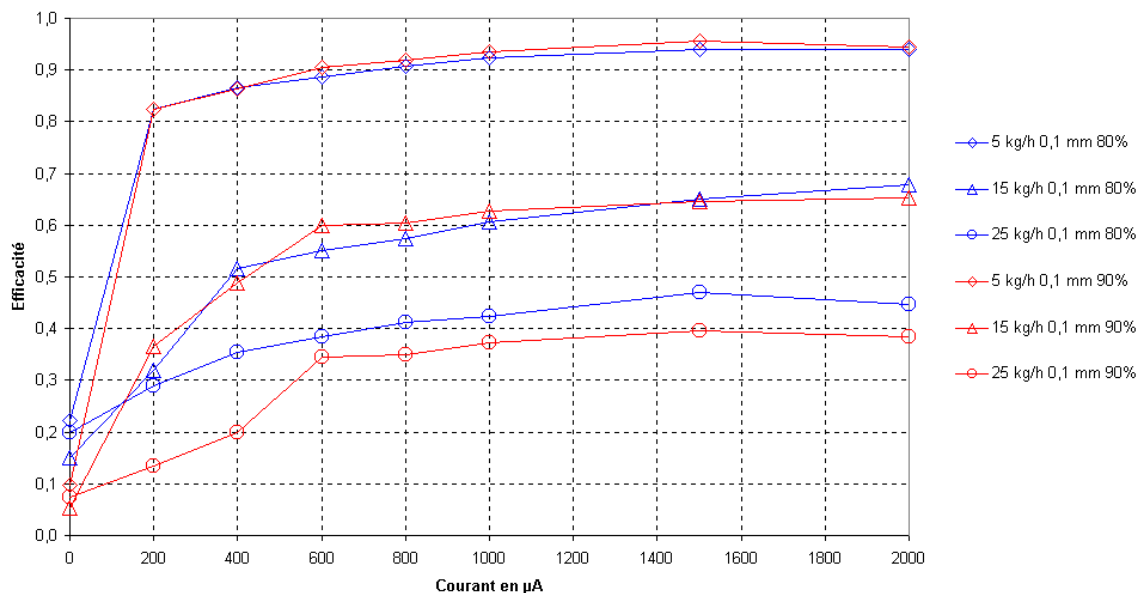


Figure n°57 : efficacité comparée des matrices 20-30 80 et 90%, à 0,1mm de diamètre de fibre et à courant variable et débit massique constant.

La figure n°57 montre le même type de tendance dans l'influence du courant et du débit, à savoir un effet de palier apparaissant à courant d'autant plus élevé que le débit traité est élevé. Là encore il est difficile de faire la différence entre les deux matrices en terme d'efficacité

La figure n°58 montre les mêmes essais à courant de décharge constant et débit massique traité variable. Nous constatons toujours une augmentation de l'efficacité lorsque le débit de filtration est bas ou lorsque l'énergie électrique injectée (via le courant de décharge) est forte.

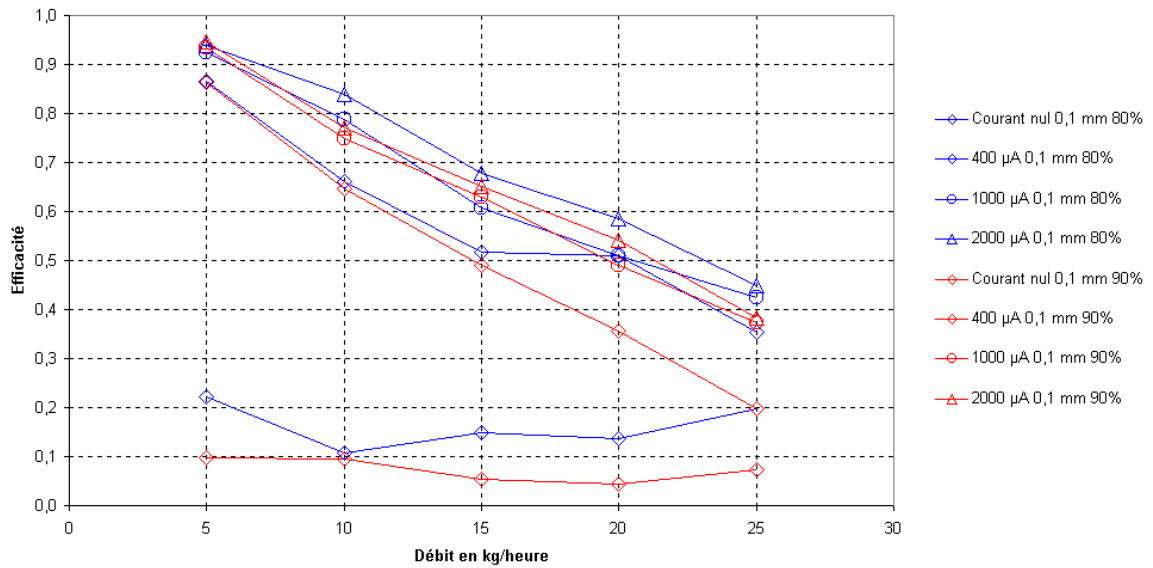


Figure n°58 : efficacité comparée des matrices 20-30 80 et 90%, à 0,1mm de diamètre de fibre, et à courant constant et débit massique variable.

La figure n°58 montre une légère augmentation de l'efficacité avec la porosité pour les matrices formées de fibres de 0,1 mm tissées. Globalement les essais à l'AVL 415 ne permettent pas de statuer quant à l'influence de la porosité sur l'efficacité de filtration massique, sur deux diamètres de fibres testés, mais montrent de très bonnes efficacités sur les faibles débits traités.

B. Effet du diamètre des fibres à porosité constante

Comparons maintenant deux diamètres de fibre (0,1 et 0,5 mm) à porosité constante : 80%. Les figures n°59 et 60 montrent les efficacités comparées des deux matrices.

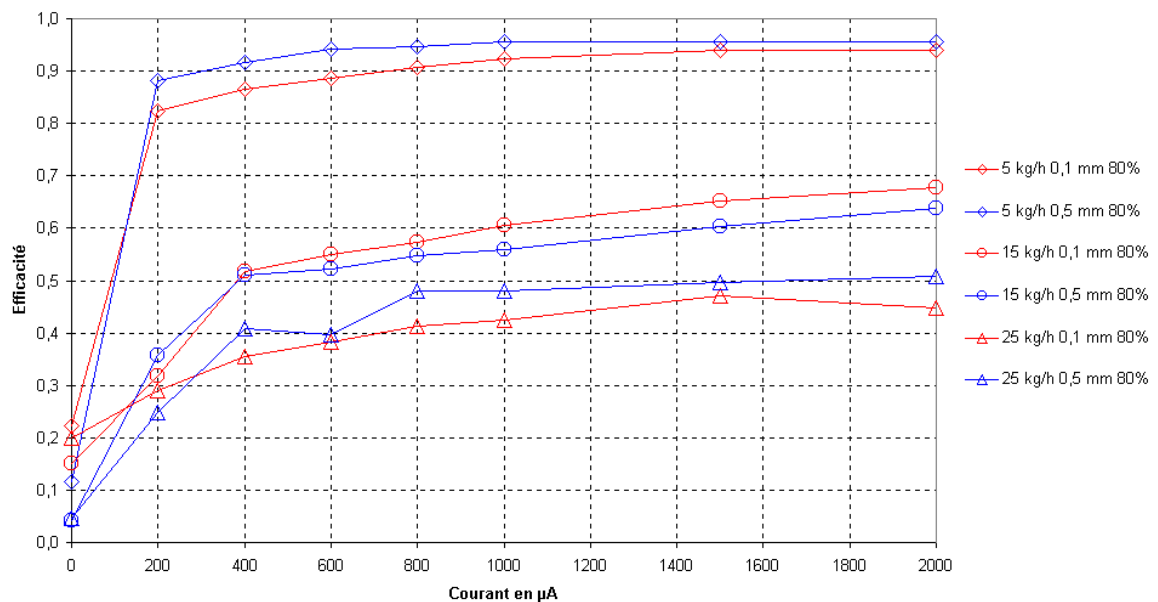


Figure n°59 : efficacité de filtration massique (AVL 415) à courant variable et débit constant pour des matrices à 80% de porosité et des diamètres de fibres de 0,1 et 0,5 mm.

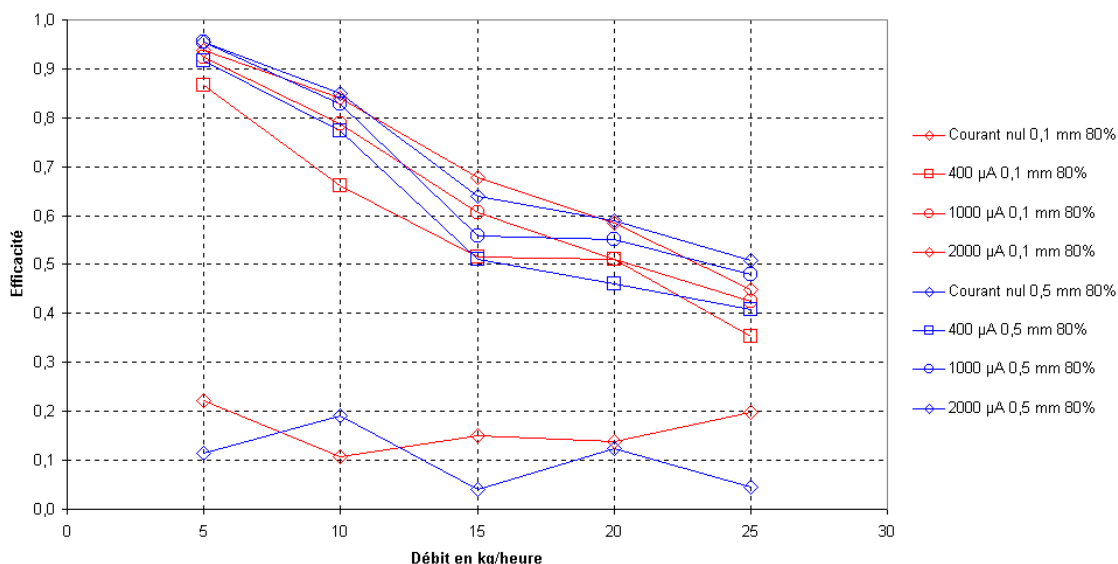


Figure n°60 : efficacité de filtration massique à courant constant et débit variable pour des matrices à 80% de porosité et des diamètres de fibres de 0,1 et 0,5 mm.

Les figures n°59 et 60 ne montrent aucune tendance dans l'efficacité massique de filtration avec des matrices à 80% de porosité et un diamètre de fibres variable. Il est même remarquable qu'avec une telle différence de surface développée (1600 à 8000 m²/m³) il ne soit possible de voir aucune tendance franche entre les deux matrices.

Intéressons-nous maintenant aux efficacités numériques mesurées à l'aide de l'ELPI. Tout d'abord voyons le type de mesures obtenues avec cet appareil.

5.2.1.3. Granulométrie de l'aérosol mesurée au granulomètre ELPI

Pour donner une idée des granulométries et des abattements numériques obtenus, étudions quelques granulométries typiques obtenues avec un granulomètre ELPI en cours d'essais. Les conditions d'essai sont les mêmes que pour les efficacités mesurées au réflectomètre AVL (chapitre précédent). La figure n°61 montre les mesures amont réalisées avant chaque série à débit massique variable dans le cas d'une matrice 20-30 80% 0,1 mm de diamètre de fibres.

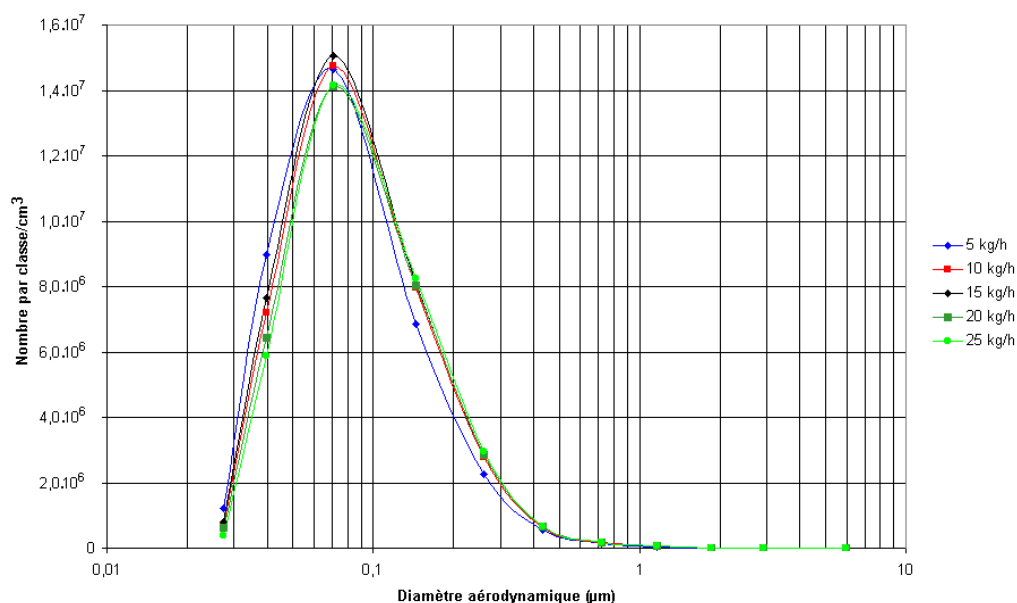


Figure n°61 : exemple de granulométrie obtenue sur le même point moteur avec différents débits (différentes températures), à 1 heure d'intervalle environ chacune.

La figure n°61 montre une très bonne stabilité et reproductibilité de la mesure de granulométrie des particules diesel sur point moteur stabilisé (malgré des températures de ligne variables), même en fonctionnement prolongé (5 heures). La distribution des particules diesel donne un nombre total de l'ordre de 10^7 particules par cm^3 , ce qui est une valeur moyenne assez courante, et une granulométrie centrée sur 70 à 100 nm, avec un aspect log-normal qui est toujours rencontré avec ce type d'aérosol (la répartition log-normale est typique des phénomènes d'agglomération aléatoire diffusionnels).

Lors des calculs, la masse volumique des particules est fixée à 1000 kg/m^3 sur préconisation du CERTAM.

La figure n°62 montre les cinq même granulométries amont dans le cas de la matrice 20-30 80% 0,5 mm.

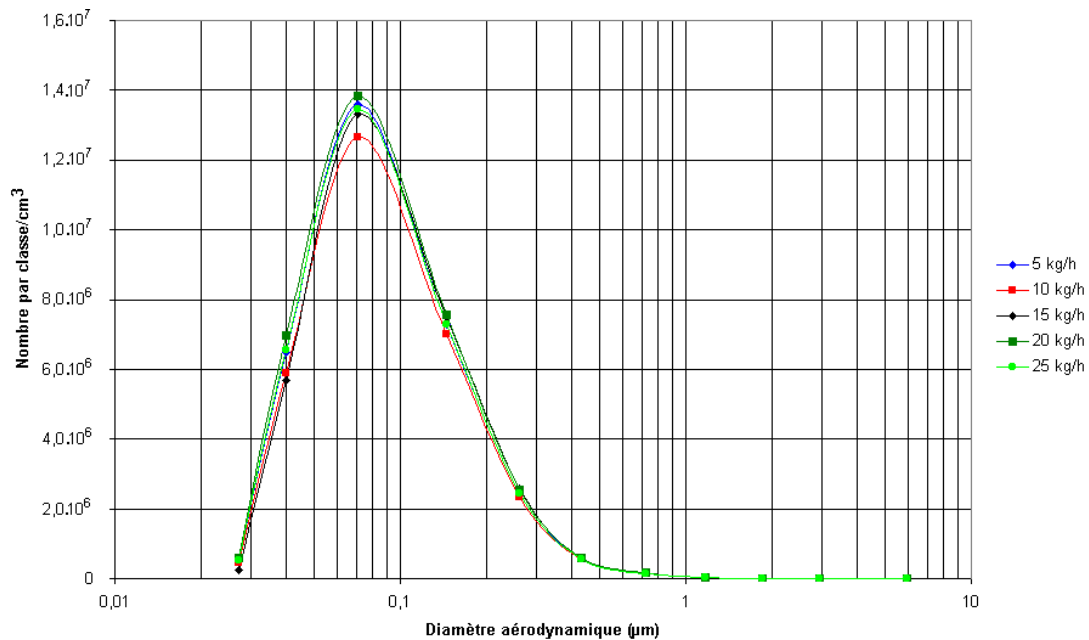


Figure n°62 : exemple de granulométries obtenues sur le même point moteur avec différents débits (différentes températures), à 1 heure d'intervalle environ chacune.

La figure n°62 montre encore une très bonne stabilité de la granulométrie de l'aérosol testé au cours du temps. Nous considérons donc les mesures réalisées par le granulomètre ELPI comme fiables et reproductibles. Malgré tout, nous émettons des réserves sur le calcul logiciel de la concentration numérique des particules, puisqu'il fait intervenir une masse volumique fixe pour les particules diesel, ce qui comme nous le verrons n'est pas le cas (voir figure 124).

Les mesures des particules diesel réalisées avec l'ELPI ne devraient à priori pas être polluées par les particules microniques issues du relargage dans l'agglomérateur, car le prélèvement est effectué dans la couche limite de la conduite d'échappement et la chaîne de dilution et de transport ne permet pas une pénétration significative des particules microniques éventuelles. De plus leur nombre est en comparaison très faible par rapport aux particules submicroniques natives. Dans les faits nous n'avons jamais observé plus de particules microniques en aval de l'agglomérateur qu'en amont, et la représentation des résultats en masse ne donne pas plus d'indications. Nous montrerons par la suite pourquoi.

Les figures n°63 et 64 montrent les granulométries obtenues en amont et en aval de l'agglomérateur pour une matrice 20-30 80% 0,1 et 0,5 mm avec un courant de décharge de $1000 \mu\text{A}$.

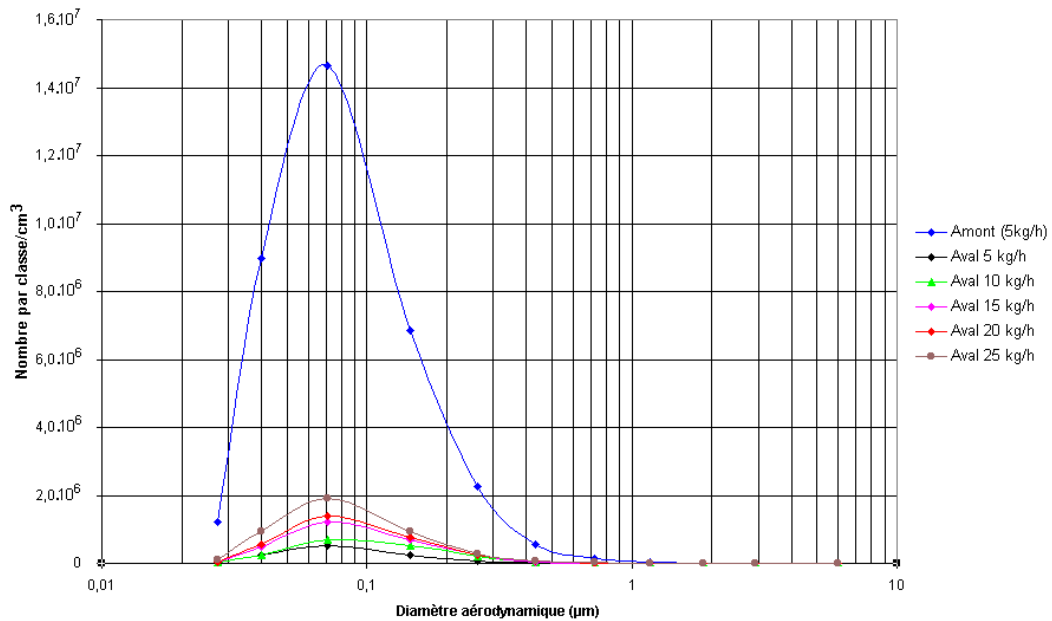


Figure n°63 : granulométrie de l'aérosol en amont et en aval de l'agglomérateur électrostatique à 1000 μA pour une matrice 20-30 80% 0,1 mm.

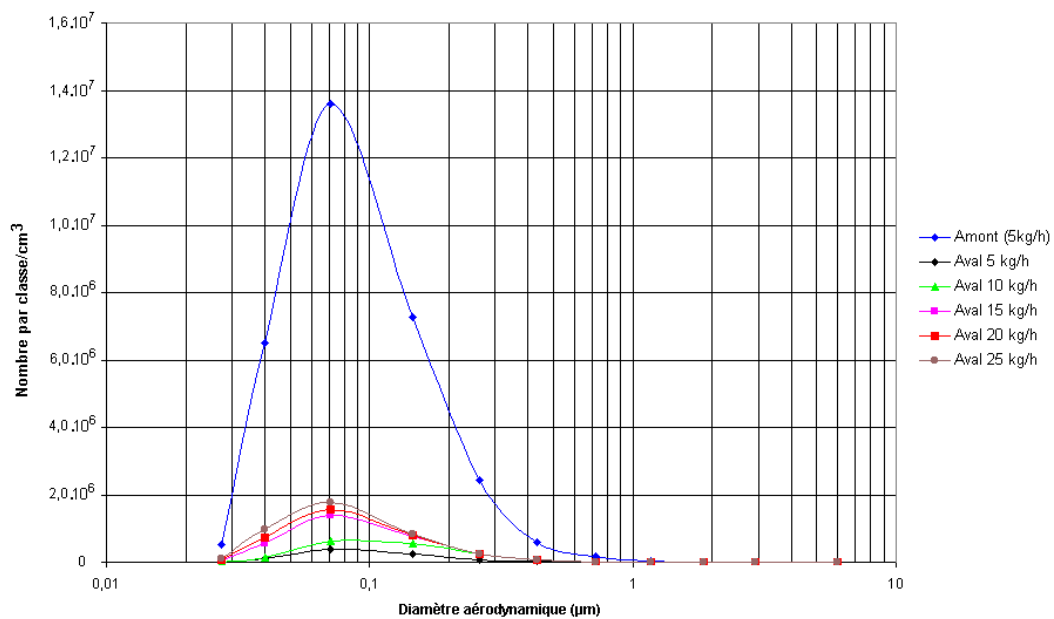


Figure n°64 : granulométrie de l'aérosol en amont et en aval de l'agglomérateur électrostatique à 1000 μA pour une matrice 20-30 80% 0,5 mm.

Les figures n°63 et 64 montrent les très bons abattements numériques obtenus avec les matrices filtrantes, quelle que soit la taille des particules filtrées. La filtration électrostatique des particules ne modifie donc pas dans une grande mesure la granulométrie de l'aérosol diesel. Lors de tous les essais, nous ne constaterons pas d'importants glissement du mode de l'aérosol non filtré sortant en aval, ce qui laisse penser que l'agglomération des particules dans l'espace inter-électrodes est peu importante. En effet si agglomération en phase gaz il y avait, nous constaterions un glissement de la répartition granulométrique. L'écart type de la granulométrie (basée sur une estimation log-normale), n'est pas non plus affecté de manière significative (les essais expérimentaux ne montrent pas de tendance claire).

Etudions maintenant les efficacités numériques globales en fonction des variations de la porosité et de la taille des fibres. Les échelles des figures ne partent pas de 0 pour faciliter la lecture des graphiques.

5.2.1.4. Efficacités numériques totales mesurées au granulomètre ELPI

A. Effet de la porosité à diamètre de fibres constant

Comparons tout d'abord les matrices à fibres de 0,5 mm de diamètre, à 70 et 80% de porosité.

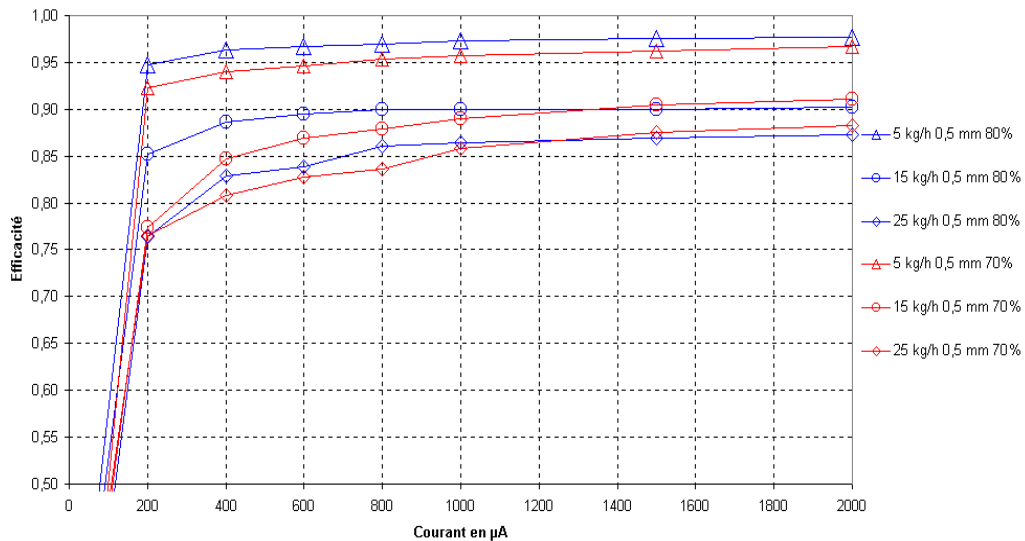


Figure n°65 : efficacité numérique de filtration à courant variable et débit constant pour des matrices à 70 et 80% de porosité un diamètre de fibres de 0,5 mm.

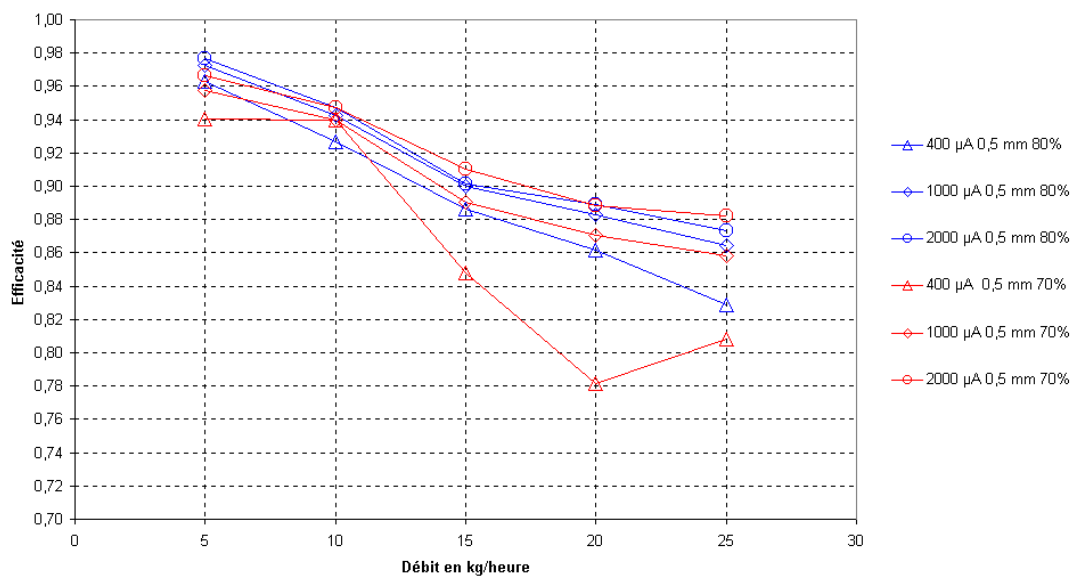


Figure n°66 : efficacité numérique de filtration à courant constant et débit variable pour des matrices à 70 et 80% de porosité un diamètre de fibres de 0,5 mm.

L'efficacité numérique de filtration montre les mêmes tendances que les efficacités massiques, mais les efficacités numériques sont bien plus élevées. Le palier d'efficacité lié au courant est toujours d'autant plus élevé que le débit traité est important. Globalement, l'efficacité de filtration est meilleure avec la matrice de porosité 80% et l'on peut lier ce phénomène au fait que la matrice à 70% de porosité est vraiment très compacte visuellement. Il est possible que tous les effets de singularité électriques soient étouffés par cette densité de fibres. On peut voir également que globalement la matrice moins poreuse est légèrement moins sensible à l'énergie électrique injectée (un palier d'efficacité est plus rapidement atteint mais il est plus bas que celui de la matrice à forte surface développée).

Les figures n°67 et 68 montrent les efficacités numériques obtenues avec les matrices 20-30 0,1 mm à 80 et 90% de porosité.

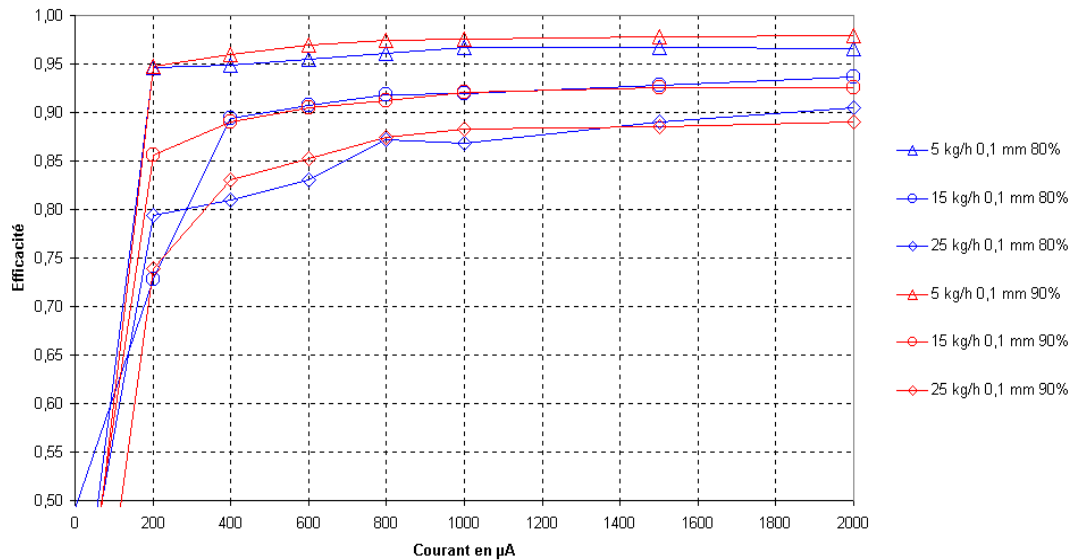


Figure n°67 : efficacité numérique de filtration à courant variable et débit constant pour des matrices à 90 et 80% de porosité et un diamètre de fibres de 0,1 mm.

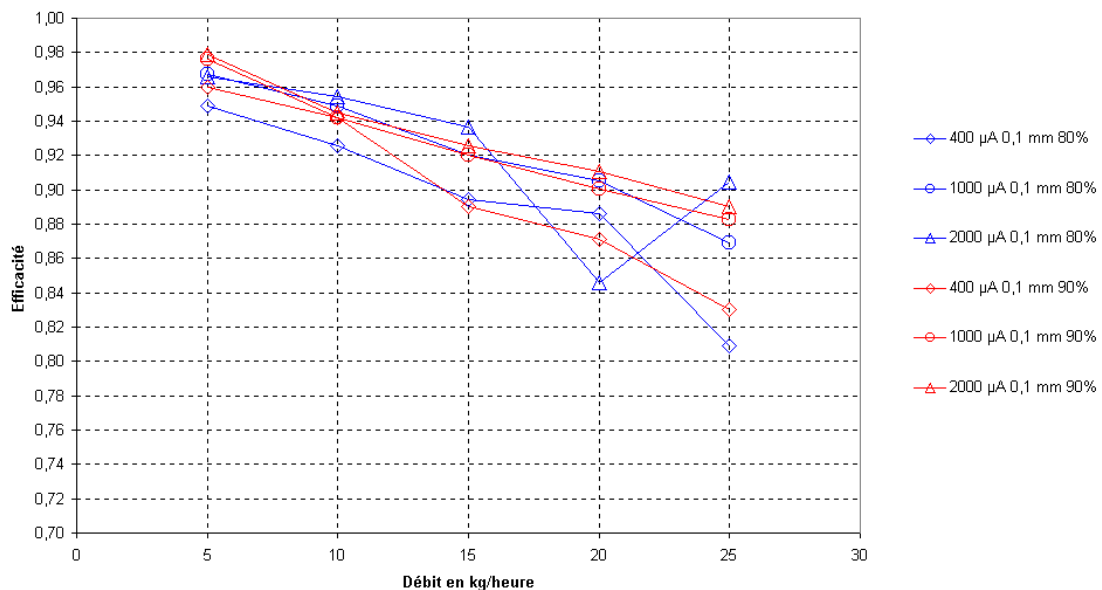


Figure n°68: efficacité numérique de filtration à courant constant et débit variable pour des matrices à 90 et 80% de porosité un diamètre de fibres de 0,1 mm.

Les figures n°67 et 68 montrent toujours une plus grande efficacité numérique que massique (comparer avec les figures n°57 et 58), avec une tendance peu marquée à l'amélioration de l'efficacité par changement de la porosité. Ces essais montrent toujours que globalement la matrice à plus forte surface développée permet de monter un peu plus haut en efficacité et atteint moins vite son pallier de saturation.

Comme sur les figures n°65 et 66, la faible différence d'efficacité entre matrices ne permet pas de dire que la porosité ait une influence sur l'efficacité de filtration numérique globale.

B. Effet du diamètre des fibres à porosité constante

Les figures suivantes montrent l'efficacité de filtration comparée pour des matrices 20-30 80% à 0,1 et 0,5 mm de diamètre de fibre.

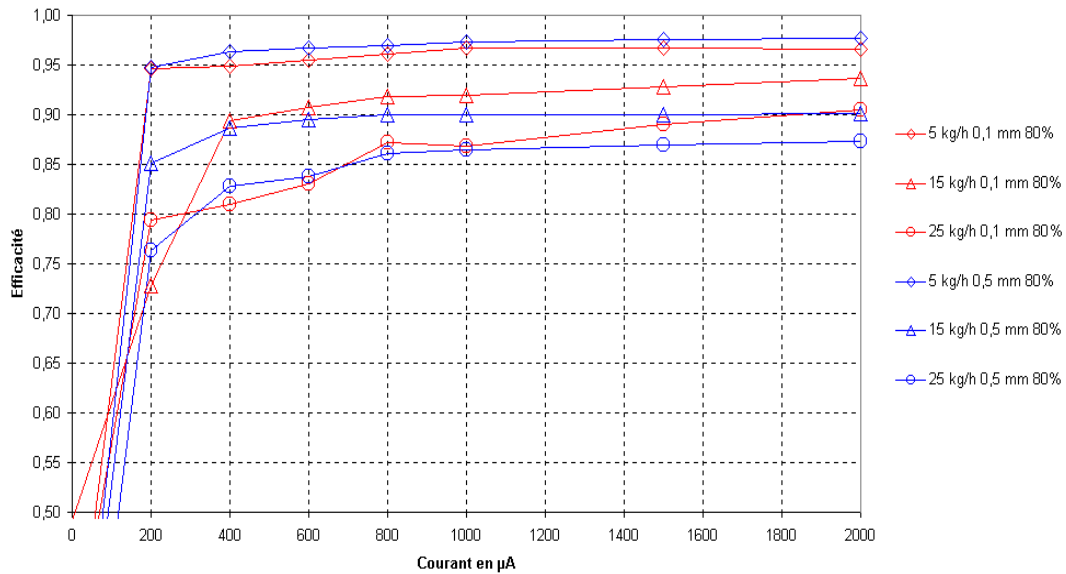


Figure n°69 : efficacité numérique de filtration à courant variable et débit constant pour des matrices à 80% de porosité et des diamètres de fibres de 0,1 et 0,5 mm.

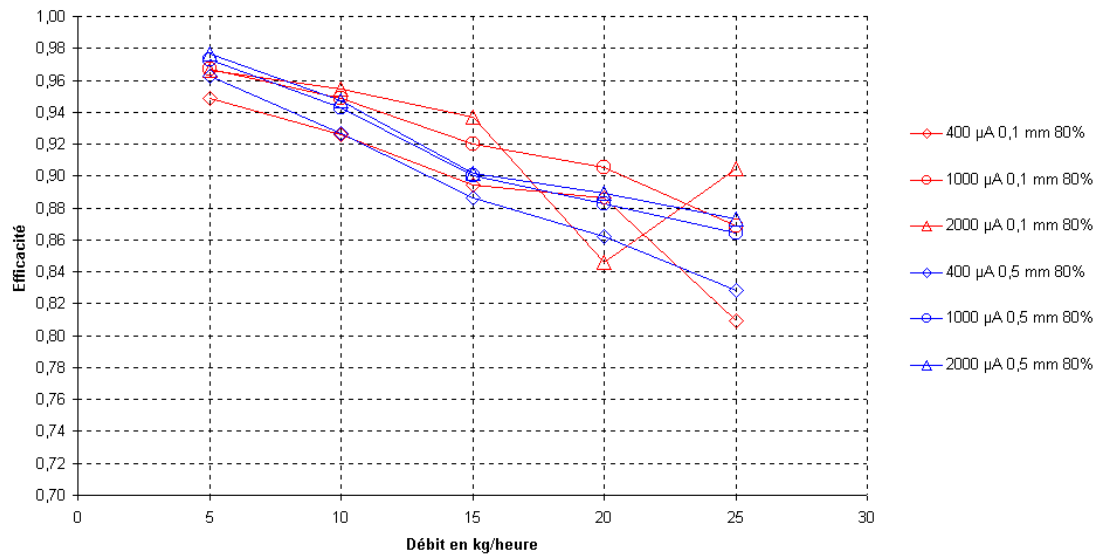
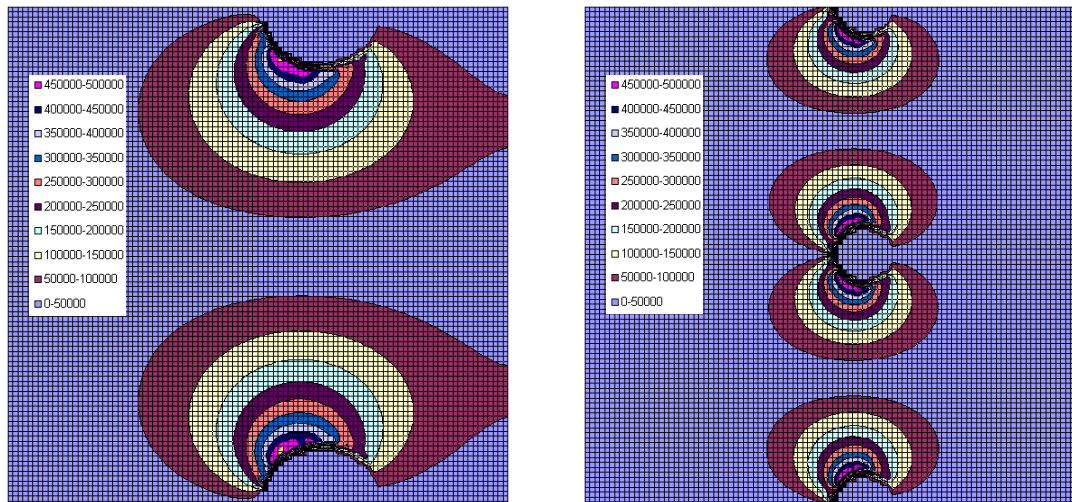


Figure n°70: efficacité numérique de filtration à courant constant et débit variable pour des matrices à 80% de porosité et des diamètres de fibres de 0,1 et 0,5 mm.

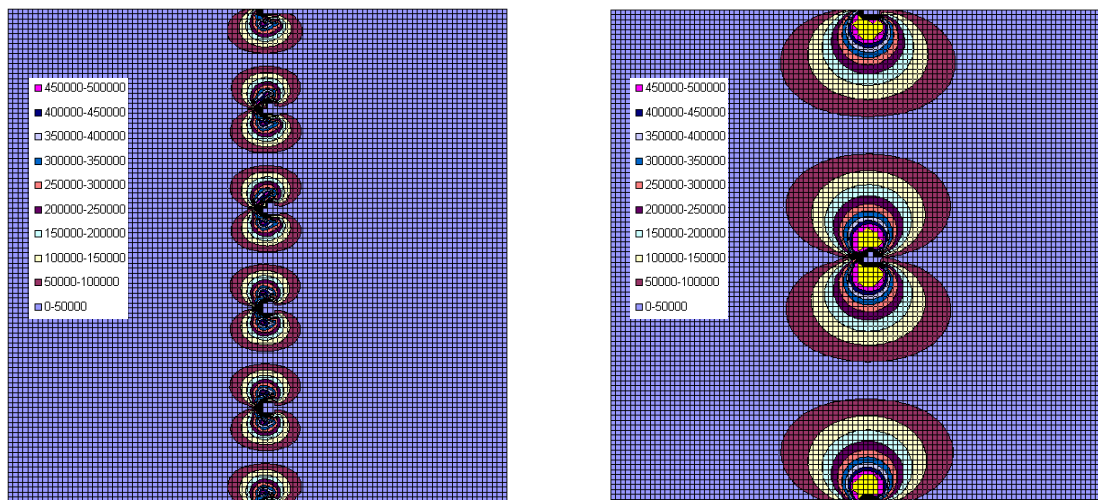
Les figures n°69 et 70 montrent que les efficacités numériques de filtration sont toujours très comparables entre matrices. Il n'est pas possible de mettre en évidence de grandes tendances, à part le fait que la matrice à forte surface développée permet d'avoir des efficacités plus importantes aux fortes énergies volumiques injectées, avec un palier de saturation en courant atteint d'autant moins rapidement que le débit de gaz traité est fort.

5.2.1.5. Conclusions et critiques des mesures d'efficacité numériques et massiques globales

De manière générale, il n'a pas été possible de prouver que le type de matrice utilisée, et donc la surface développée du matériau filtrant, avait une influence sur l'efficacité de filtration tant massique que numérique. Ceci est compréhensible dans la mesure où les effets électrostatiques de surface prédominent et l'on s'aperçoit que, quel que soit l'arrangement des fibres, les effets électrostatiques sont à peu près identiques : les particules arrivant dans la première rangée de fibres ont la même probabilité d'être attirées et captées par la surface d'une fibre. Ceci est illustré par les résultats de la modélisation du champ électrique axial autour des fibres, représenté par les figures n°71, 72, 73 et 74. Ce modèle est détaillé en annexe J. Les fibres sont vues en coupe, seule la première rangée est représentée. L'axe vertical est l'axe longitudinal de la matrice, l'axe horizontal est l'axe radial. La composante longitudinale est seule représentée. Le carré modélisé représente à chaque fois 2 mm sur 2 mm à cheval entre l'espace inter-électrodes et la matrice filtrante.



Figures n°71 et 72 : simulation du champ électrique longitudinal autour des fibres dans le médium filtrant vu en coupe. La figure de gauche correspond à une matrice 20-30 80% 0,5 mm et la figure de droite correspond à une matrice 20-30 80% 0,25 mm. L'anode est située à gauche et les fibres sont à potentiel nul. Le gaz s'écoule de la gauche vers la droite. L'échelle correspond au champ électrique en V/m, dans le cas typique d'une décharge couronne à quelques kV.



Figures n°73 et 74 : simulation du champ électrique longitudinal autour des fibres de matrices 20-30 90% 0,1 mm (gauche) et 20-30 97% 0,1 mm (droite). Les conditions électrostatiques sont les mêmes que pour les figures n°71 et 72.

Seule la composante longitudinale est ici intéressante, puisque c'est elle seule qui pourra permettre à la particule de se précipiter contre la fibre avant de passer au travers de la première rangée. Les figures 71-72-73 et 74 montrent que pour des conditions électrostatiques constantes (même voltage)

appliqué à l'électrode centrale), la probabilité pour une particule chargée d'entrer en collision avec une fibre est à peu près la même. Dans le cas de la matrice 20-30 90% 0,1 mm (figure 73), les particules chargées doivent parcourir une très petite distance pour impacter une fibre, mais le développement du champ électrique est très faible. Dans le cas de la matrice 20-30 80% 0,5 mm (figure 71) la distance à parcourir est très importante, mais les lignes de champ sont très fortement convergentes. Au final, quel que soit l'arrangement de fibres considéré, on observe simplement une proportionnalité entre distance inter-fibres et développement de la composante radiale du champ électrique. Ces observations couplées au traçage de la trajectoire de particules dans le modèle de l'annexe J a permis de prouver que cette hypothèse était exacte et que l'arrangement et la nature des fibres influençait très peu l'efficacité de filtration. Tout au plus peut-on observer une faible augmentation théorique de l'efficacité de capture avec les arrangements de fibres à forte surface développée.

Toutefois ces considérations simplifiées ne permettent pas d'expliquer la légère différence de comportement observée en fonction des matrices, à savoir que les matrices à forte surface développée sont plus sensibles à la quantité d'énergie électrique injectée. Ceci doit pouvoir s'expliquer de manière plus générale par la répartition des débits au sein même de l'espace inter-électrodes, qui lui diffère bien en fonction de la surface développée des matrices, car plus la matrice offrira de résistance à l'écoulement et donc de pertes de charge, plus la vitesse radiale du gaz sera homogène le long de la matrice, et plus l'injection d'énergie électrique entraînera une bonne filtration des particules. A l'inverse, si la matrice offre peu de pertes de charge, la majeure partie du débit ira en fond de matrice et l'efficacité sera localement très élevée en entrée de matrice et très basse en fond de matrice (avec peu d'amélioration possible). Un pallier est rapidement atteint, mais l'efficacité totale est médiocre (disons moins bonne). L'efficacité est améliorée par la diminution du débit et par l'augmentation de l'énergie électrique injectée. Afin de regrouper débit traité et énergie injectée dans un même paramètre et de le corrélérer à l'efficacité, nous introduisons l'énergie volumique E_v , donnée par la relation suivante :

$$E_v = \frac{V.I}{Q_v} \quad (161)$$

Il est alors possible de corrélérer l'efficacité de filtration totale à un seul paramètre. La figure n°75 montre la corrélation établie entre l'efficacité et l'énergie volumique pour tous les points stabilisés des matrices 20-30 80% 0,1 mm, 20-30 90% 0,1 mm, et 20-30 80% 0,5 mm.

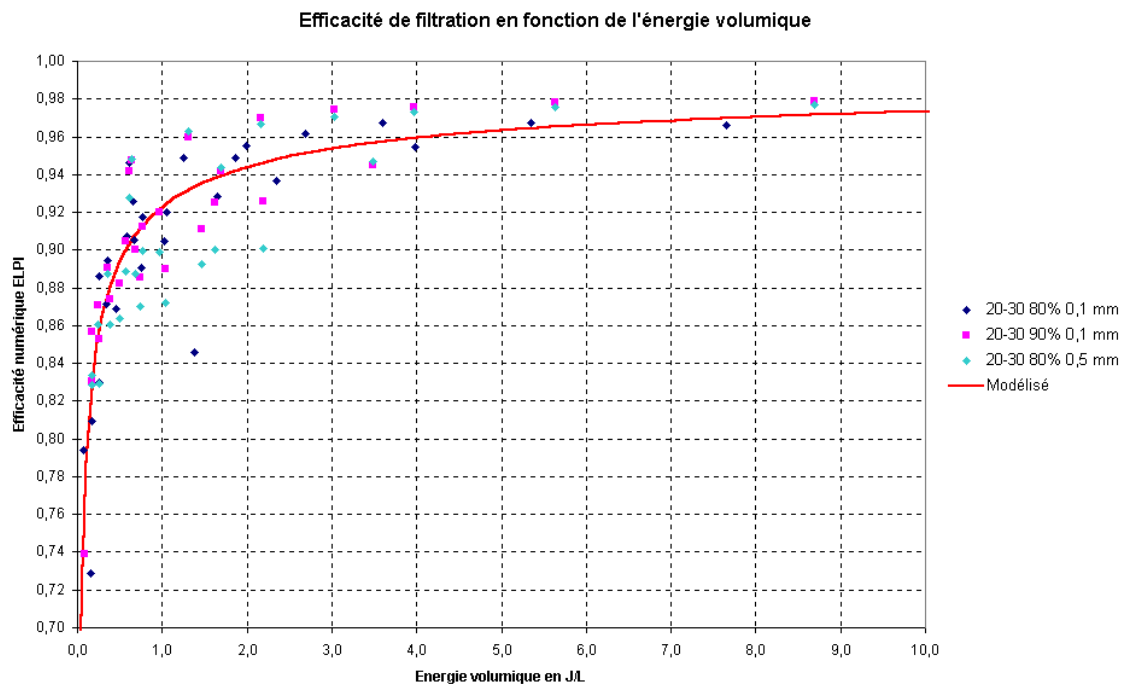


Figure n°75 : corrélation entre énergie volumique et efficacité pour 3 matrices. La courbe rouge est une modélisation empirique moyenne. La forte dispersion des efficacités peut être expliquée par l'instabilité de la décharge électrique due à la pollution par les suies des céramiques isolantes.

L'efficacité numérique de filtration des manchons filtrants peut être modélisée par la relation empirique suivante en introduisant le coefficient d'épuration CE :

$$CE = 12,98.E_v^{0,46} \quad \text{Valable en tension positive} \quad (162)$$

$$\eta_{E_v} = \frac{CE - 1}{CE} \quad (163)$$

L'efficacité massique n'a pas pu être modélisée par cette méthode, car chaque débit de filtration donne une relation différente, ce qui semble confirmer l'influence des particules relarguées sur l'indice Bosch. Nous avons également tenté de trouver une relation liant l'efficacité numérique à l'efficacité massique. La figure n°76 montre les efficacités numériques tracées en fonction des efficacités massiques pour 3 matrices différentes.

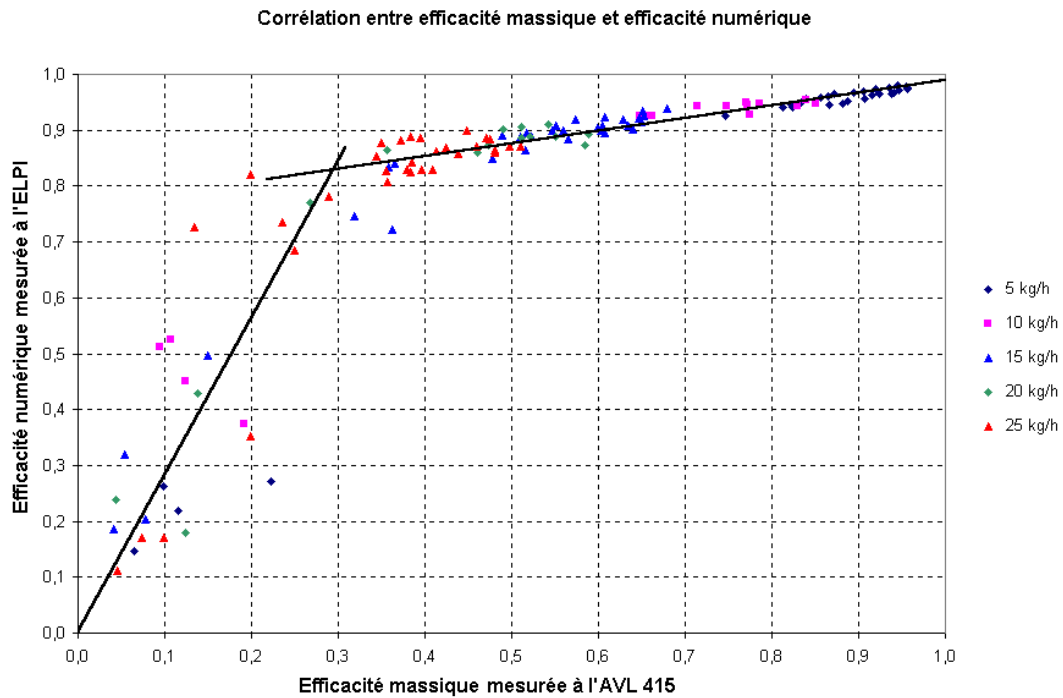


Figure n°76 : efficacité de filtration massique en fonction de l'efficacité de filtration numérique.

La corrélation est relativement bonne jusqu'à des efficacités massiques de 40%. En dessous, le fait que les faibles efficacités soient souvent liées à des problèmes électriques intermittents et au relargage de petites particules explique la dispersion des résultats.

Les relations empiriques suivantes permettent de relier les efficacités massiques et numériques :

$$\eta_{ELPI} = 2,81.\eta_{AVL415} \quad 0 < \eta_{AVL415} < 0,3 \quad (164)$$

$$\eta_{ELPI} = 0,23.\eta_{AVL415} + 0,76 \quad 0,3 < \eta_{AVL415} < 1 \quad (165)$$

Nous observons systématiquement que l'efficacité massique est très différente de l'efficacité numérique. Nous allons tenter de montrer que l'efficacité numérique peut ne pas suivre l'efficacité massique si :

- l'efficacité sur les fines est plus importante que sur la fraction grossière des aérosols ;
- la réflectance mesurée à l'AVL 415 dépend surtout de la fraction grossière de l'aérosol.

La réflectance mesurée à l'AVL 415 est proportionnelle à la fraction surfacique de l'aérosol traité (en faisant abstraction du recouvrement des particules entre elles). La figure n°77 montre la répartition granulométrique d'un aérosol diesel et sa fraction surfacique par tranche de taille.

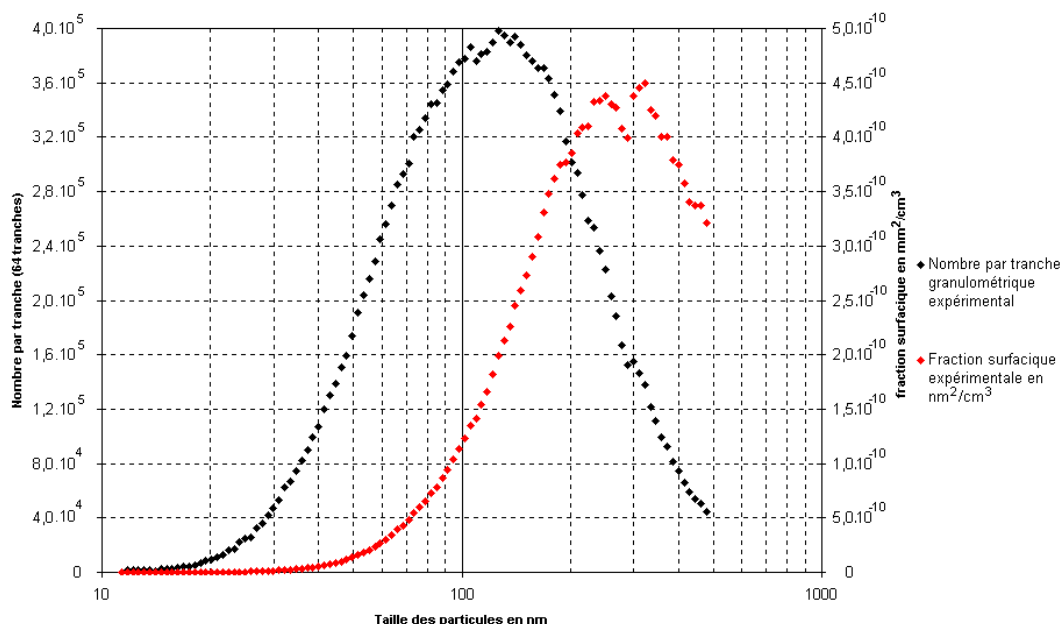


Figure n°77 : répartition granulométrique mesurée au SMPS d'un aérosol diesel et fraction surfacique par tranche de taille. La majorité de la fraction surfacique est située au-delà de 100 nm.

La figure n°77 montre que l'essentiel de l'indice Bosch est constitué par les grosses particules diesel (>100 nanomètres) qui emportent la majorité de la fraction surfacique. Représentons ensuite la mobilité électrique des particules en fonction de leur taille, pour une charge de saturation donnée (relation de Cochet pour un champ électrique de 7 kV/cm). L'efficacité de filtration des particules est une fonction monotone de leur vitesse de migration et donc de leur mobilité. La figure n°78 montre l'évolution de la mobilité particulaire en fonction de la taille des particules et de la température.

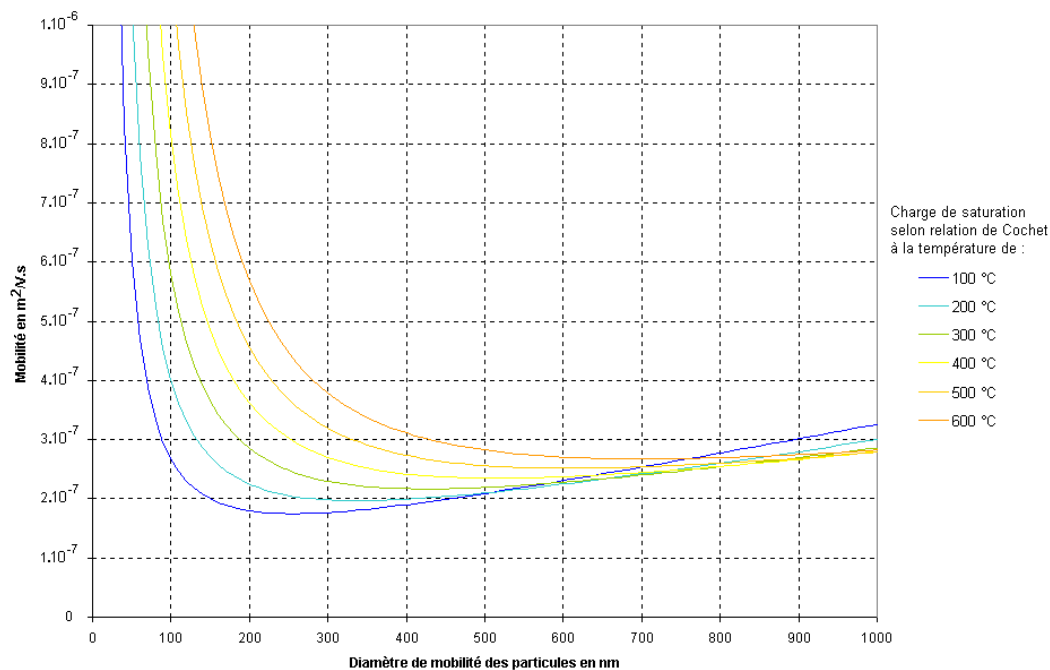


Figure n°78 : mobilité électrique des particules à leur charge de saturation en fonction de leur taille et de la température, pour un champ électrique de 7 kV/cm.

La figure n°78 montre que la mobilité des particules est assez variable suivant leur taille et la température de filtration, mais que globalement les particules fines, qui entrent majoritairement dans le

nombre, sont mieux filtrées. Ceci montre bien que l'on peut avoir une efficacité numérique très élevée et une efficacité massique mesurée par réflectométrie relativement modérée. Ceci est par contre d'autant moins vrai que la température est élevée. Il faut cependant garder à l'esprit que nous raisonnons sur des particules sphériques et que l'aspect fractal des particules de suie peut entraîner des modifications notables des mobilités électriques des particules, en particulier si la dimension fractale des suies varie avec leur taille. De plus la charge à saturation est obtenue après un certain temps, qui peut ne pas être atteint pour les temps de séjour très faibles sur les très petites particules (bien que le modèle montre le contraire, mais la physique prise en compte est simplifiée). Enfin la participation à l'indice Bosch des particules relarguées est possible, d'autant plus que le débit traité est important. Vérifions nos hypothèses en étudiant les efficacités en fonction des diamètres de particules relevés à l'ELPI.

5.2.1.6. Efficacités numériques par classe de taille

La figure n°79 montre l'efficacité de filtration comparée pour les matrices 20-30 80% à 0,1 et 0,5 mm, à 1000 μ A de courant de décharge et pour plusieurs débits.

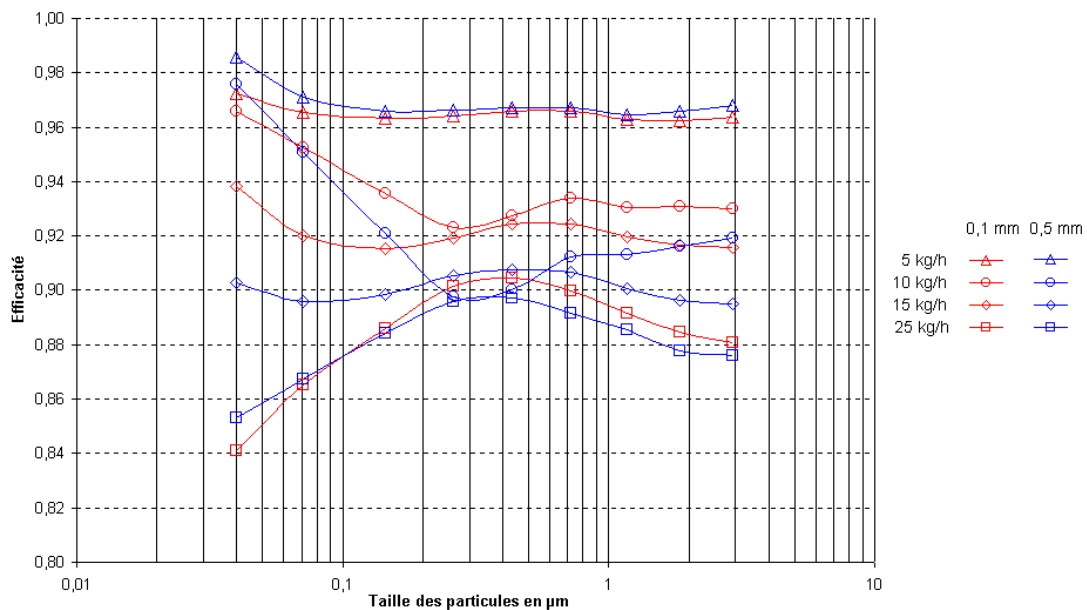


Figure n°79 : efficacité de filtration de deux matrices (20-30 80% 0,1 et 0,5 mm) en fonction du débit en fonction de la taille des particules.

La figure n°79 montre des efficacités comparables des deux matrices. A 5 et 15 kg/h, les efficacités de filtration sont à peu près conformes à l'aspect des courbes de mobilité électrique de la figure n°78. A 25 kg/h par contre, la situation est tout autre. Le tableau suivant rappelle le temps de séjour du gaz dans l'espace inter-électrodes en fonction du débit :

Qm kg/h	T aggl. °C	T (s)
5	100	0,0434
15	200	0,0114
25	250	0,0062

Nous voyons que dans le cas à 25 kg/h le temps de séjour est extrêmement court (6 ms) et est du même ordre de grandeur que le temps de charge des particules. Comme la charge par diffusion des très petites particules (<100 nm) est plus lente que la charge par bombardement ionique, l'efficacité de filtration des très petites particules diminue, car leur charge de saturation n'est pas atteinte. Le fait que l'efficacité sur les grosses particules chute aussi peut être expliquée de deux manières : soit la mobilité des grosses particules ne suit pas exactement le profil prédit par les courbes théoriques (elle baisse au lieu de stagner), soit on constate un début de mode de relargage des particules. Il apparaît que les deux hypothèses sont probables, car le relargage des particules commencerait à partir de 700 nm de diamètre aérodynamique, ce qui pour des particules diesel peut correspondre à des particules de taille réelle beaucoup plus grosse (voir la figure n°122) étant donné leur très faible densité et il est également possible que l'aspect des courbes de mobilité ionique ne suive pas tout à fait le plateau

prédit par la figure n°78 à cette température, ce qui n'est pas absurde étant donné les hypothèses faites sur la sphéricité et la compacité des particules. La modélisation de ces phénomènes n'a pas permis de trancher. Etudions maintenant l'efficacité de filtration pour deux matrices en fonction du courant injecté et de la taille des particules.

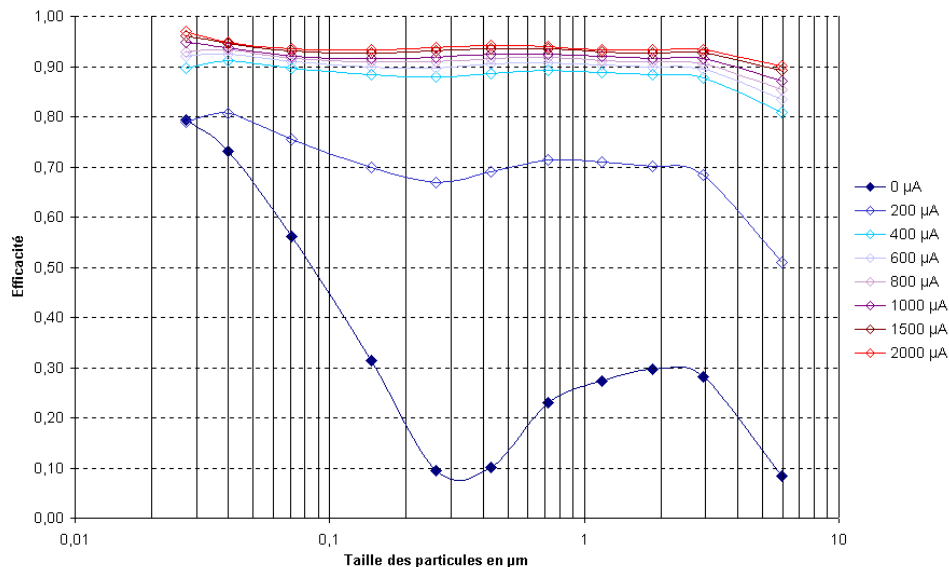


Figure n°80a : efficacité de filtration d'une matrice 20-30 80% 0,1 mm en fonction de la taille des particules et du courant de décharge à 15 kg/h.

La figure n°80a montre de manière assez surprenante de très bonnes efficacités de filtration passives sur les particules très fines (<50 nm), ce qui prouve que dans des cas très particuliers (particules ayant un fort coefficient de diffusion), l'efficacité passive des matrices n'est pas négligeable. A 200 μA la charge espace est bien trop faible pour charger les très fines particules : l'efficacité sur la tranche 30 nm ne varie pas. Ensuite entre 200 et 600 μA la charge par diffusion limite l'efficacité sur les fines particules, puis au-delà de 800 μA les courbes reprennent l'aspect normal mis en évidence par la figure n°78 (La charge de saturation est alors atteinte). Pour les grosses particules, le fait que l'efficacité augmente lorsque le courant augmente est plus difficile à expliquer dans le cas d'un relargage, à part si l'on considère que plus l'énergie injectée est forte, plus les particules sont arrêtées tôt le long de l'espace inter-électrodes (là où les vitesses radiales sont faibles), donc plus leur relargage est faible en terme de nombre, puisque les amas et dendrites ont le temps de grossir. Ils sont alors relargués à une taille que l'ELPI ne peut pas échantillonner. La figure n°80b présente les mêmes courbes réalisées avec une matrice 20-30 80% 0,5 mm.

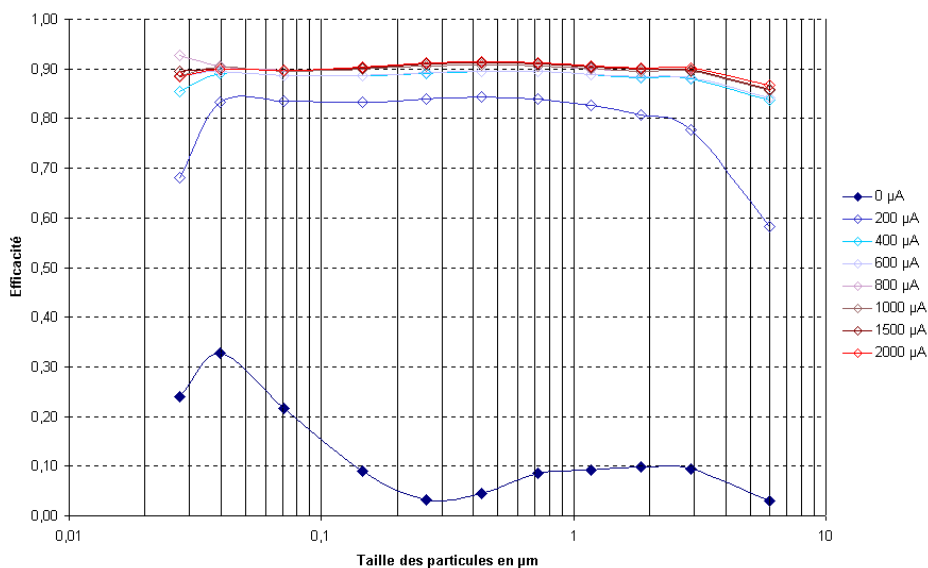


Figure n°80b : efficacité de filtration d'une matrice 20-30 80% 0,5 mm en fonction de la taille des particules et du courant de décharge à 15 kg/h.

La figure n°80b permet de voir deux détails importants. On peut constater la quasi-absence d'efficacité passive de filtration (la matrice a une surface développée faible), et l'aspect des courbes rappelle ce qui a été dit sur les matrices à faible surface développée : l'efficacité de saturation est rapidement atteinte, et elle est plus basse que dans le cas des matrices à forte surface développée.

5.2.1.7. Synthèse des résultats et discussion

A la vue des résultats précédents, un certain nombre de conclusions peut être fait :

- le relargage des particules semble être visible sur les courbes d'efficacité, mais l'ELPI n'est pas du tout capable de caractériser correctement ce mode, d'où l'intérêt d'autres essais et de la modélisation ;
- l'aspect des efficacités de filtration en fonction de la taille des particules suit assez bien les lois physiques sous-jacentes ;
- Les efficacités de filtration numériques peuvent être corrélées de manière globale avec un paramètre simple : l'énergie volumique injectée ;
- se baser uniquement sur les efficacités massiques AVL 415 est extrêmement périlleux si l'on ne comprend pas la signification de l'indice Bosch.
- pour privilégier l'efficacité sans regarder à la dépense énergétique on préférera les matrices à forte surface développée ;
- pour minimiser la consommation énergétique en acceptant une efficacité de filtration moins bonne on préférera les matrices à faible surface développée ;
- enfin les efficacités entre matrices se valent globalement sur l'ensemble des points testés.

Enfin nous avons pu nous apercevoir de la nécessaire qualité de l'isolation électrique, particulièrement difficile à tenir dans un gaz chargé en particules conductrices comme un gaz d'échappement.

5.2.2. Essais réalisés sur le banc moteur monocylindre

Tous ces essais réalisés en double sur le banc moteur de Chambéry à l'AVL 415 et en tension positive, à la température fixe de 150°C, ont donné à peu de choses près les mêmes résultats, tant dans les tendances que dans les efficacités massiques, à savoir :

- que l'efficacité massique ne dépend pas du type de matrice utilisé, aux erreurs de mesure près ;
- que la tension positive donne une décharge très instable dans les gaz d'échappement, au point que certaines mesures sont impossibles à réaliser, tant à cause des arcs électriques dans l'espace inter-électrodes qu'à cause des courts-circuits sur les céramiques isolantes recouvertes de suies ;

Les essais à Chambéry ont en revanche permis de mettre en évidence d'autres tendances beaucoup plus intéressantes.

5.3. Influence du diamètre de l'électrode de faible rayon de courbure

L'autre paramètre ne coûtant rien énergétiquement (bien que cela modifie les courbes intensité-potentiel) et en terme d'encombrement est le diamètre de l'électrode de faible rayon de courbure. Nous avons réalisé des essais en tension positive pour savoir si ce paramètre avait une influence sur l'efficacité de filtration. La figure n°81 montre les efficacités de filtration massiques obtenues avec le banc moteur de Chambéry sur une matrice 20-30 80% 0,23 mm, à température fixe de 150°C, sur une concentration en suies de 10-15 mg/m³, avec des diamètres d'anode de 0,25, 0,38 et 0,5 mm.

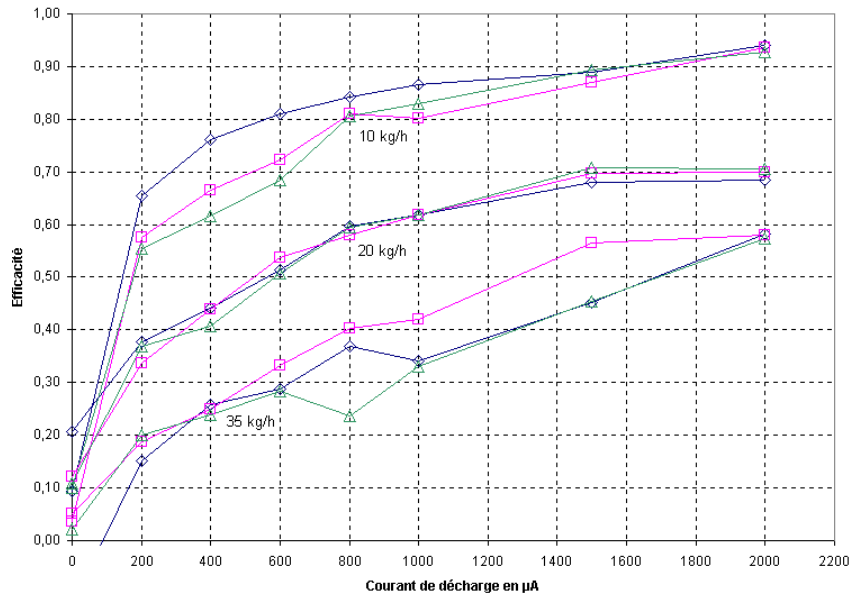


Figure n°81 : efficacités de filtration massique (AVL 415 S) obtenues avec 3 diamètres d'anodes, représentées en fonction du courant de décharge pour 3 débits de gaz.

Ces courbes ne montrent pas de différences significatives de comportement pour les trois électrodes utilisées, malgré un facteur deux sur les diamètres de celles-ci. Ce qui n'est pas visible sur cette figure mais qui retient notre attention est la difficulté extrême avec laquelle le pilotage de la décharge couronne se fait quand le diamètre de l'électrode augmente. En effet si celui-ci est « confortable » à 0,25 mm, le pilotage à 0,5 mm est parasité par de nombreux passages à l'arc, y compris sur les faibles courants (< 1 mA). C'est pourquoi, dans le cas de la tension positive au moins, nous pensons que 0,38 mm est le diamètre maximal d'anode utilisable, en particulier dans la mesure où à l'échelle 1 les problèmes électriques sont multipliés par 10. Le modèle mathématique développé (annexe J) permet de trancher sur l'intérêt de modifier le diamètre de l'anode, puisqu'il permet de comprendre plus finement les phénomènes physiques mis en jeu. Avec par exemple une puissance injectée de 10 watts, faisons varier le diamètre de l'anode en prenant une température de $150^{\circ}C$ et une mobilité ionique de $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/V.s$ (à $20^{\circ}C$). Les figures n°82 et 83 montrent la charge espace et le champ électrique obtenus après stabilisation du potentiel, pour une anode de 0,2 et 1 mm.

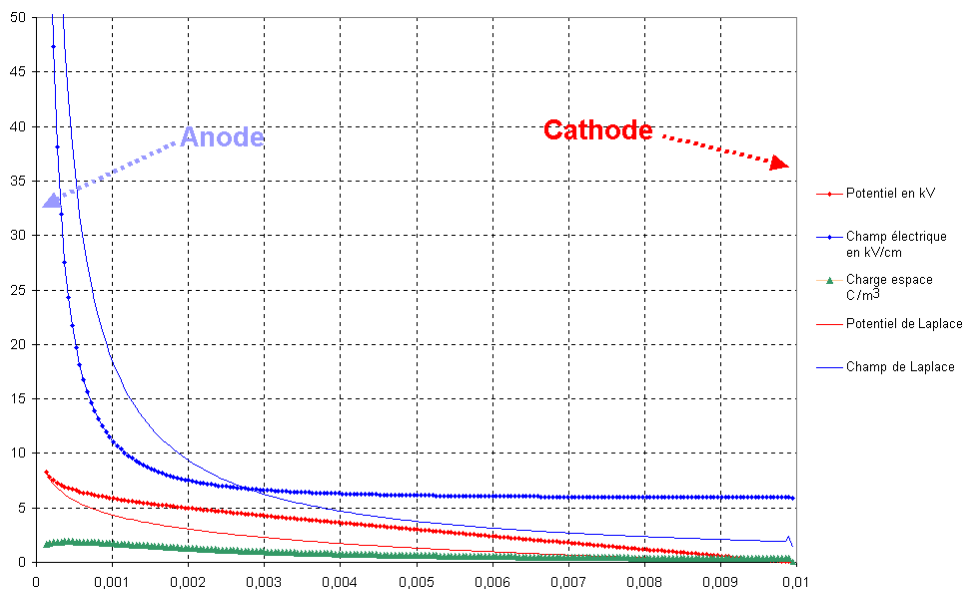


Figure n°82 : profil de champ électrique et de charge d'espace pour une anode de 0,2 mm en fonction de la position radiale dans l'espace inter-électrodes. Les courbes pleines donnent la solution de l'équation de Laplace du potentiel, les points donnent la solution de l'équation de Poisson.

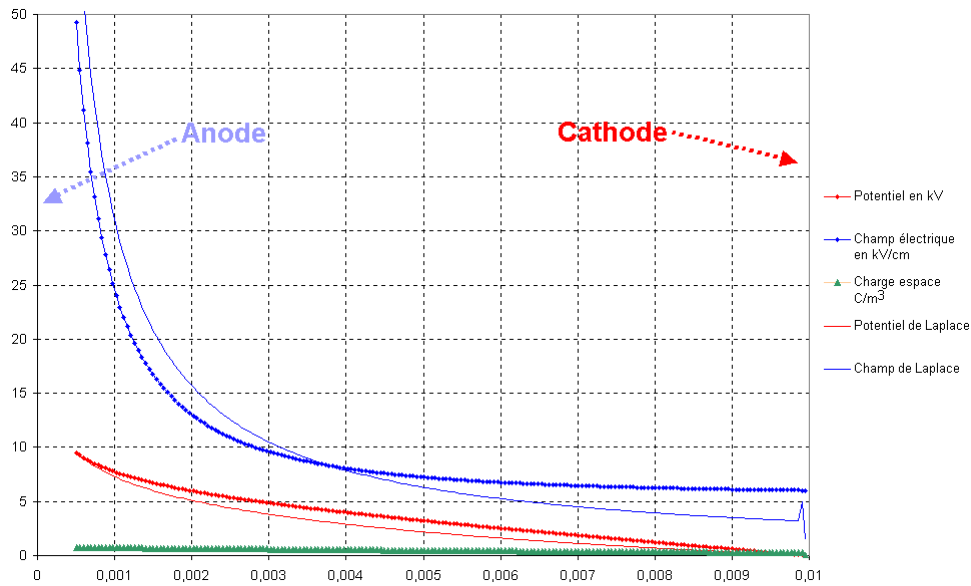


Figure n°83 : profil de champ électrique et de charge d'espace pour une anode de 1 mm en fonction de la position radiale dans l'espace inter-électrodes. Les courbes pleines donnent la solution de l'équation de Laplace du potentiel, les points donnent la solution de l'équation de Poisson.

En comparant les figures n°82 et 83, nous pouvons observer qu'un diamètre d'anode important conduit à une augmentation globale du champ électrique (points bleus), et à une diminution de la charge d'espace (points verts). Comme la cinétique de charge des particules par effet de champ est à peu près constante (la baisse de la charge d'espace est compensée par l'augmentation du champ), l'augmentation du diamètre d'anode permet globalement d'augmenter l'efficacité, puisque la mobilité des particules présentes dans l'espace inter-électrode est augmentée (la charge de saturation et la vitesse de migration sont plus élevées). On aura donc intérêt dans la mesure où cela ne grève pas trop l'efficacité de filtration à utiliser une électrode de faible rayon de courbure au diamètre le plus important possible. Concrètement ce maximum est autour de 0,4 mm en tension positive, étant donné la très mauvaise stabilité de la décharge. Vérifions numériquement cette hypothèse en faisant migrer des particules dans l'espace inter-électrodes sur un point à 200°C et 20 kg/h de gaz d'échappement. Les figures n°84 et 85 montrent la trajectoire de 100 particules.

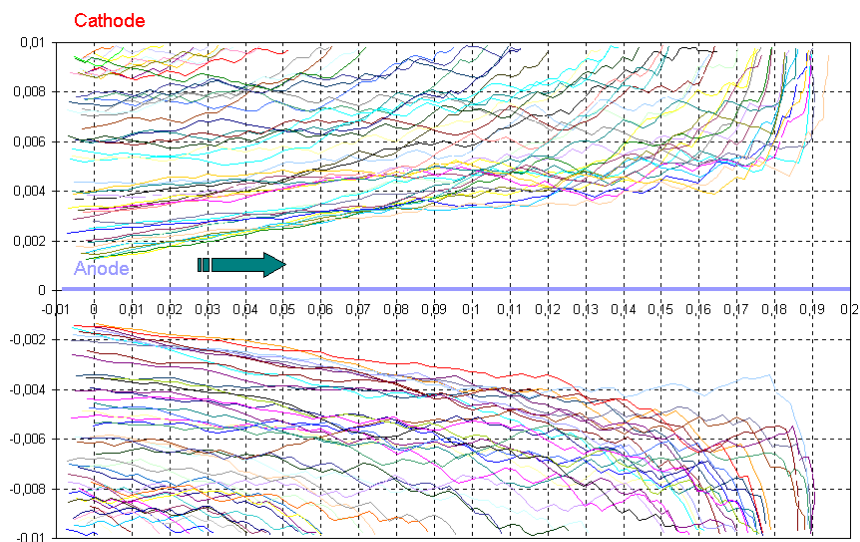


Figure n°84 : trajectoire de 100 particules de 0,1 μm dans l'espace inter-électrodes pour une puissance de 10 watts avec une anode de 0,2 mm. L'efficacité de filtration est de $80\% \pm 7\%$

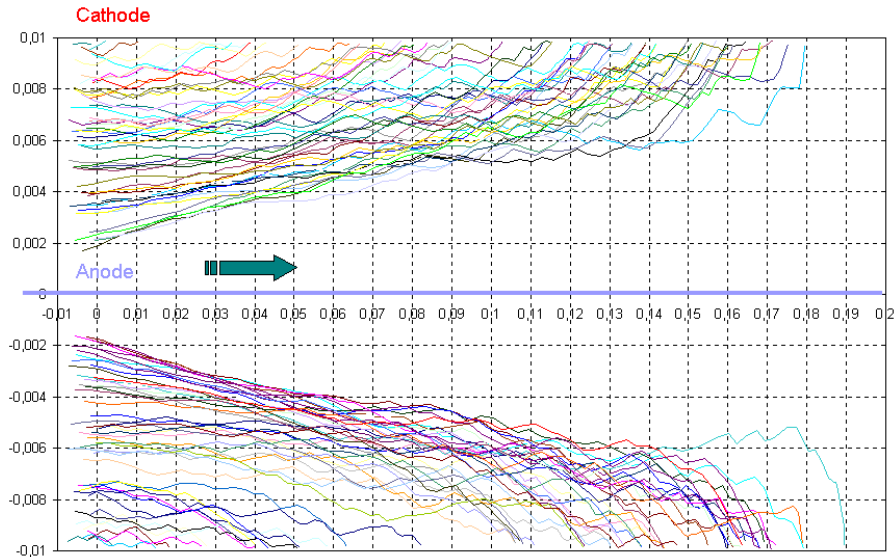


Figure n°85 : trajectoire de 100 particules de 0,1 μm dans l'espace inter-électrodes pour une puissance de 10 watts avec une anode de 1 mm. L'efficacité de filtration est de $91\% \pm 4\%$.

Les figures n° 84 et 85 montrent qu'à puissance constante, les particules ont des vitesses de migration plus importantes dans l'espace inter-électrodes lorsque l'anode a un fort diamètre. Il est donc préférable d'utiliser un diamètre d'anode le plus fort possible, dans la mesure où la stabilité électrique et les limites de claquage le permettent.

L'étude de l'influence du diamètre de l'anode montre typiquement l'intérêt du modèle mathématique : les mesures expérimentales sont trop bruitées et instables pour donner des tendances lisibles, alors que le modèle permet de statuer et de comprendre l'influence de tous les paramètres.

5.4. Influence de la température

L'influence de la température est un autre paramètre important : en effet le positionnement sur la ligne d'échappement de l'agglomérateur peut se faire en plusieurs points allant de la sortie catalyseur d'oxydation (très hautes températures et gradients thermiques intenses) au silencieux (températures basses et « faibles » gradients thermiques). Il est évident que traiter un même débit massique à chaud entraîne des vitesses en entrée de prototype plus importantes que dans le cas du même débit froid. Mais nous avons vu en contrepartie que la mobilité des particules augmente avec la température (par contre le champ électrique diminue à courant constant). Il est donc important de mettre en évidence l'influence de la température sur l'efficacité de filtration. Tous les essais suivants ont été réalisés en tension positive sur le banc moteur de Chambéry, qui permet de contrôler finement les paramètres d'échappement.

La figure n°86 montre les efficacités massiques mesurées à l'AVL 415 S en fonction de la température d'échappement, pour plusieurs modes de pilotage, une matrice 20-30 80% 0,1 mm, une anode de 0,25 mm et une concentration en suies en amont de 10-15 mg/m^3 .

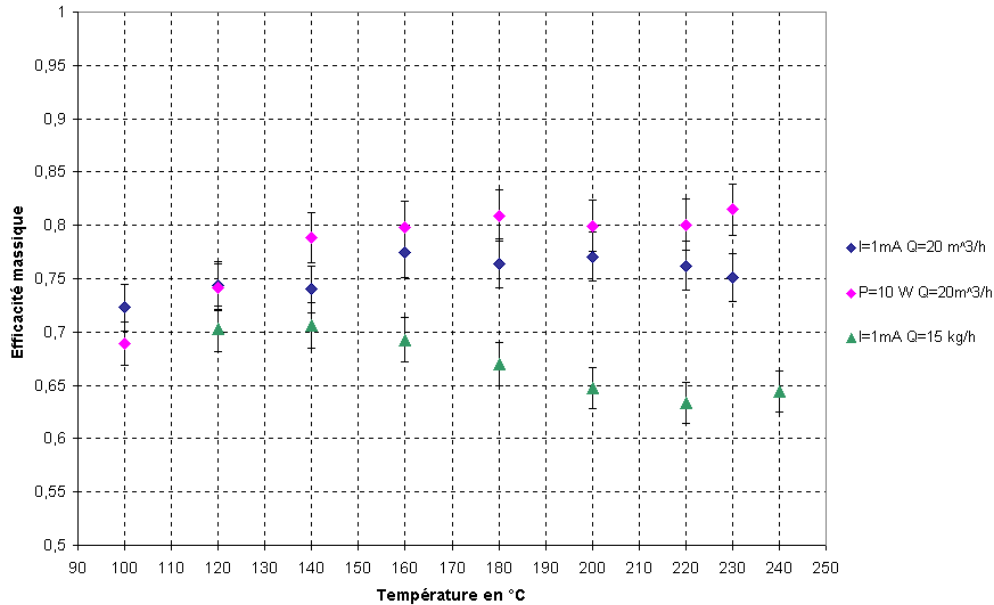


Figure n°86 : efficacité massique de filtration en fonction de la température du gaz d'échappement. En bleu l'essai est réalisé à courant et débit volumique constants, en violet l'essai est réalisé à puissance et débit volumique constants, et en vert l'essai est réalisé à courant et débit massique constants.

Les points violets de la figure n°86 montrent l'évolution de l'efficacité massique mesurée à l'AVL à puissance électrique et débit volumique constants. Les points montrent une tendance à la hausse avec l'augmentation de température, ce qui montre qu'une régulation à énergie volumique constante est tout de même affectée légèrement positivement par la température. La mobilité des particules augmente en effet avec la température, mais dans le même temps le champ électrique diminue alors que le courant augmente. Il semble que la mobilité des particules l'emporte.

L'essai à courant et débit massique constants (points verts) montre une évolution à la baisse de l'efficacité avec une augmentation de la température. Ceci est la conséquence à la fois de l'augmentation du débit volumique traité avec la température, et à la baisse de la tension appliquée à l'agglomérateur avec la température (voir courbes intensité-potentiel : pour un même courant, la tension baisse avec la température, donc le champ électrique aussi). Ces deux paramètres jouent vers une diminution de l'énergie volumique.

Enfin les points à courant et débit volumique constants (bleus) montrent que l'efficacité massique varie peu avec la température dans ce cas. Le paramètre courant de décharge ou « courant volumique » est donc également pertinent pour caractériser l'efficacité de filtration. Ceci se comprend par la très faible variation de la tension de décharge (entre la tension seuil et la tension arc, 2 kV sur 8 kV), et la très forte variation du courant de décharge (entre 0 et 4 mA), qui induit que puissance et courant sont presque corrélés par une droite.

Quel mode de pilotage est-il judicieux de choisir alors ? La certitude acquise lors de nos essais est que l'énergie déposée dans le gaz (évaluée par la puissance ou seulement le courant) augmente toujours l'efficacité de filtration. Nous avons pour l'instant fait le choix de préférer la régulation future à énergie volumique constante, puisque cela permet de calculer très simplement la consommation énergétique du prototype. Malgré tout il faut garder à l'esprit que réguler et mesurer uniquement le courant de décharge peut être une alternative allant vers une diminution des coûts matériels. Des essais sur banc moteur permettront de statuer sur cette hypothèse.

Enfin il est clair que l'on a intérêt à filtrer le plus loin possible de la sortie moteur pour diminuer le débit volumique traité et la consommation énergétique. D'un autre côté une position dite « froide » favorisera les phénomènes de condensation dans la ligne et sur les céramiques isolantes lors des démarrages à froid, ce qui a déjà posé des problèmes lors d'essais sur banc. Chaque choix est donc le fait d'un équilibre entre contraintes qui est parfois difficile à trouver...

Vérifions les tendances affichées par le modèle numérique, en considérant un champ de vitesse constant (le même que pour le calcul de l'influence du diamètre de l'électrode de faible rayon de courbure), une puissance de 10 Watts et deux températures : 100 et 400°C (essais en tension positive).

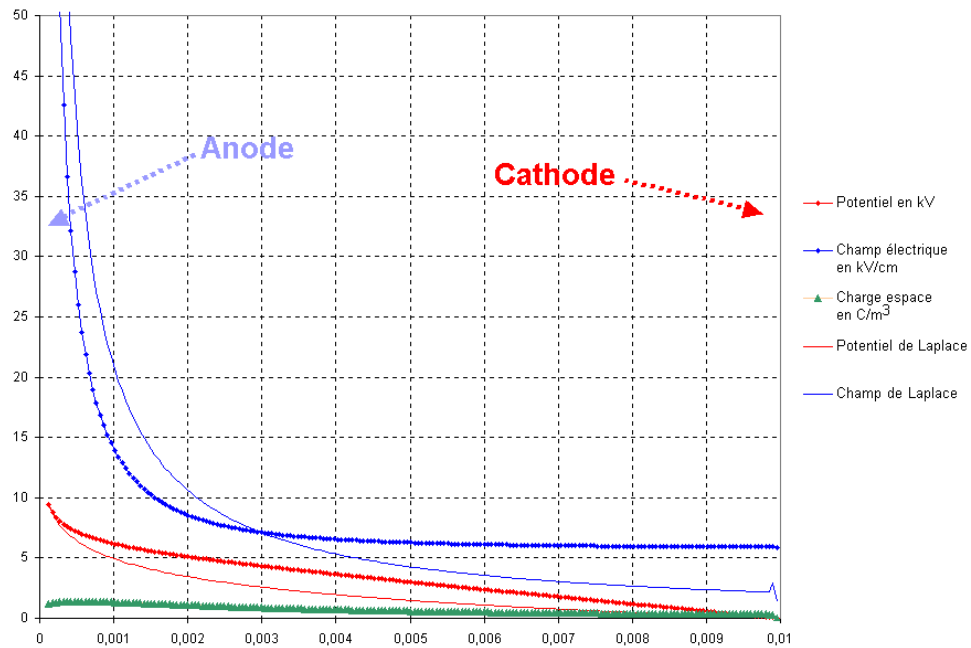


Figure n°87 : profil de champ électrique et de charge d'espace à 373 K et 10 W pour une anode de 0,25 mm en fonction de la position radiale dans l'espace inter-électrodes.

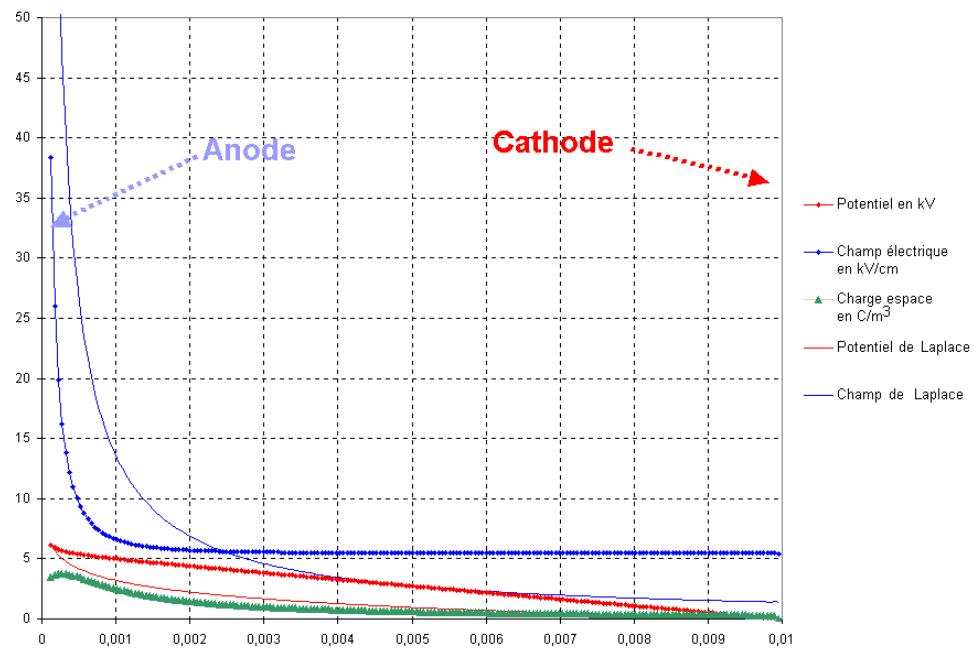


Figure n°88 : profil de champ électrique et de charge d'espace à 673 K et 10 W pour une anode de 0,25 mm en fonction de la position radiale dans l'espace inter-électrodes.

Les figures n°87 et 88 montrent les différences de champ électrique et de charge espace à puissance constante et à température variable. Comme la puissance est constante et que le courant augmente avec la température, les essais à basse température sont caractérisés par une tension haute et un courant bas (9,7 kV et 1 mA à 373 K), et les essais à haute température par une tension basse et des courants hauts (6,2 kV et 1,6 mA à 673 K). Malgré l'augmentation de la mobilité ionique ($2,54$ à $4,55 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), la charge espace est plus élevée à forte température, car le « faible » champ électrique ne

draine pas efficacement le fort afflux de charges. Ceci est donc favorable à la charge des particules de faible taille. Le champ électrique à la cathode est à peu près identique dans les deux cas, ce qui induit des efficacités locales comparables. Par contre, comme la mobilité des particules augmente alors que le champ moyen reste à peu près constant, l'efficacité de filtration doit augmenter et les particules doivent arriver plus tôt sur la matrice filtrante. Etudions la trajectoire de 100 particules dans l'espace inter-électrodes.

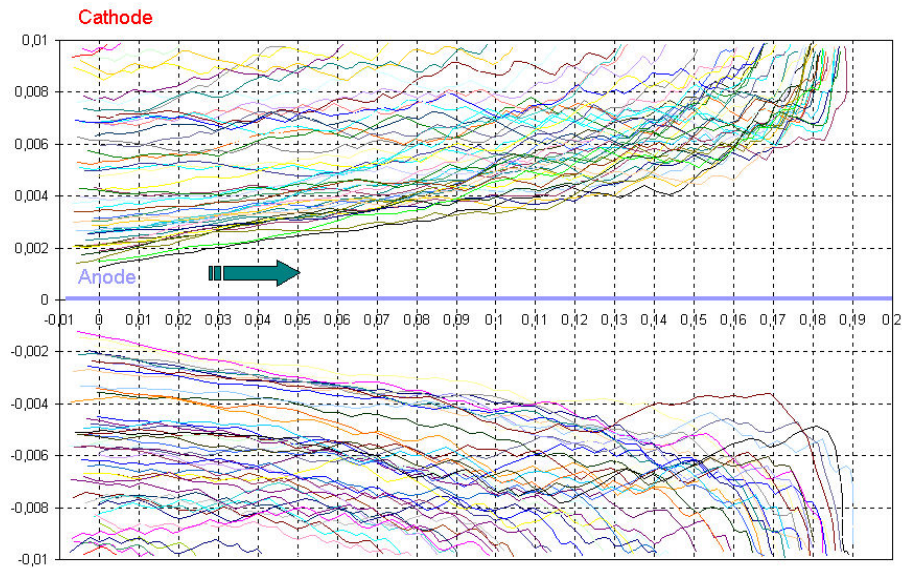


Figure n°89 : trajectoire de 100 particules de $0,1 \mu\text{m}$ à 373 K et $20 \text{ m}^3/\text{h}$ de débit volumique. L'efficacité de filtration numérique est de $76 \pm 10\%$.

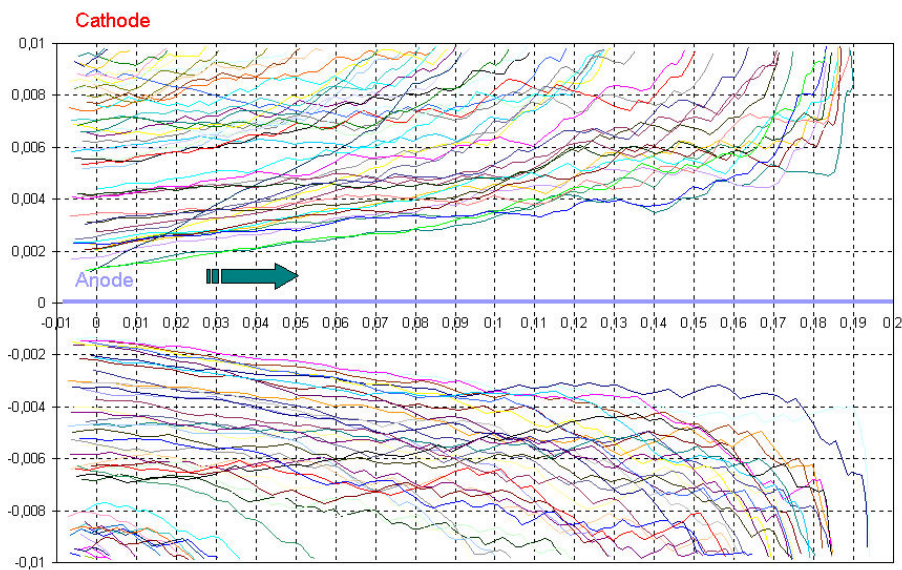


Figure n°90 : trajectoire de 100 particules de $0,1 \mu\text{m}$ à 673 K et $20 \text{ m}^3/\text{h}$ de débit volumique. L'efficacité de filtration numérique est de $83 \pm 6\%$.

Les figures n°89 et n°90 montrent que globalement les particules migrent plus vite vers la cathode dans le cas des hautes températures (moins de particules arrivent en fond de matrice), ce qui confirme donc les essais expérimentaux réalisés à puissance constante et débit volumique constant (Figure n°86).

L'augmentation de l'efficacité de filtration est donc bien uniquement due à l'augmentation de la mobilité particulaire, car le champ électrique reste à peu près constant. Il est intéressant de remarquer que la mobilité des particules est due à leur charge et à la viscosité du gaz. Pour le cas des particules submicroniques, la charge de saturation est proportionnelle à la température, alors que la viscosité évolue en $T^{0,69}$, d'où augmentation de l'efficacité de filtration à puissance constante.

Un modèle d'efficacité globale de filtration sera donc une corrélation de l'énergie volumique et de la température de filtration. Nous ne disposons pas à l'heure actuelle d'essais suffisamment peu entachés d'instabilités électriques pour pouvoir établir proprement cette relation à partir de points expérimentaux.

5.5. Influence du niveau de suie

L'influence de la concentration en suies est un paramètre assez difficile à modéliser dans la mesure où l'approche lagrangienne utilisée dans notre modèle (annexe J) est tout à fait incapable de prévoir simultanément le comportement de plusieurs particules entre elles : chaque particule se comporte comme si elle se déplaçait dans un milieu vide de toute autre particule. Nous ne pouvons donc que nous fier aux mesures expérimentales et à nos connaissances sur la physique du procédé pour tenter de mettre en évidence une influence de ce paramètre.

L'influence de ce paramètre a été testée à deux reprises (tension positive) au CERTAM et sur le banc moteur de Chambéry. Les mesures au CERTAM ont été réalisées sur moteur F9Q750 sur le prototype n°2 avec une matrice 20-30 80% 0,23 mm, et une anode de 0,2 mm. Le courant de décharge est de 1 mA, le débit de filtration est de 15 kg/h. Le niveau de suie est réglé à l'aide du logiciel INCA en modifiant la quantité d'air frais admis par le moteur sur un point 2000 tours 3 bars, ce qui provoque une variation de l'EGR et donc du niveau de suies à l'échappement (combustion en mélange pauvre en oxygène). Ce mode de réglage du niveau des suies est extrêmement périlleux comme nous l'avons vu (page 78), mais présente l'avantage de (relativement) peu faire varier la température des gaz d'échappement (Température comprise entre 180 et 210°C).

La figure n°91 montre les efficacités numériques et massiques en fonction de la teneur en suies mesurée à l'ELPI et à l'AVL 415 respectivement.

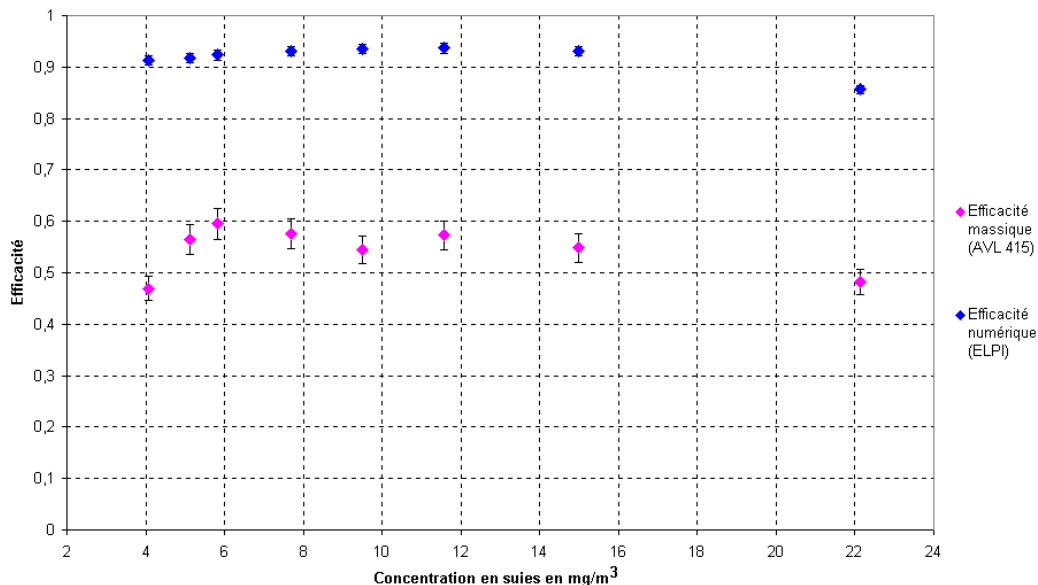


Figure n°91 : efficacité massique et numérique de l'agglomérateur en fonction du niveau de suie dans les gaz d'échappement. Essais réalisés au CERTAM.

A Chambéry l'essai est réalisé toujours sur le prototype n°2, avec une matrice 20-30 90% 0,1 mm, une anode de 0,25 mm et un courant de décharge de 1 mA. Le débit de suie est ajusté par la charge moteur à 3000 tours/min. Comme tous les paramètres sont réglables, nous imposons une température de 150°C et un débit de gaz traité de 15 kg/h.

La figure n°92 montre les efficacités mesurées à Chambéry à l'AVL 415 S :

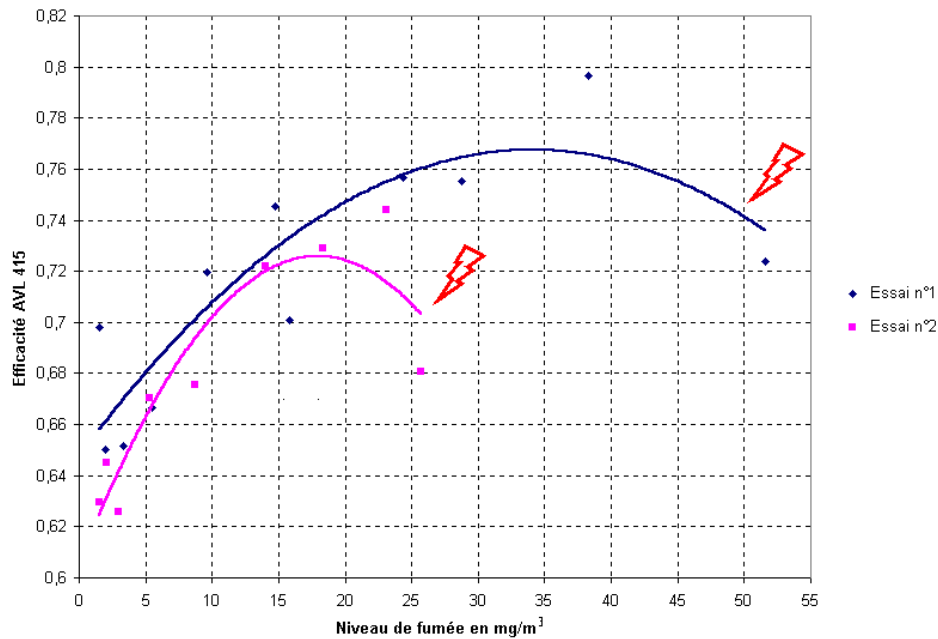


Figure n°92 : Efficacité de l'agglomérateur mesurée à l'AVL 415 en fonction de la concentration de suie dans les gaz d'échappement. Essais réalisés à Chambéry. Les petits éclairs rouges signalent l'apparition des arcs électriques.

Les figures n°91 et 92 montrent des tendances comparables : l'efficacité augmente lentement avec le niveau de suie, puis suit une pente descendante associée à des instabilités électriques. La baisse d'efficacité est clairement associée à un défaut de la décharge couronne provoqué par des courts-circuits sur les céramiques isolantes. Les essais ne sont pas poursuivis au-delà de la limite d'instabilité pour ne pas abîmer l'alimentation haute tension. La différence de tenue à la suie entre les deux essais est due à une différence d'état initial de propreté des céramiques.

La partie montante de la courbe est beaucoup plus intéressante à expliquer, car plusieurs hypothèses peuvent être invoquées.

Tout d'abord il est possible que l'augmentation de l'efficacité soit due à une augmentation de l'agglomération des particules. La théorie indique que l'agglomération commence à être sensible pour des particules submicroniques à partir de 10^7 particules. cm^{-3} , et les essais sont compris précisément entre 10^7 et 10^8 particules. cm^{-3} . Malgré tout, à ces concentrations et vu les temps de séjour très faibles dans l'espace inter-électrodes, et de manière générale dans la ligne d'échappement, les cinétiques d'agglomération par diffusion ne permettent pas d'expliquer cette augmentation d'efficacité. Il est possible d'invoquer l'agglomération par effet électrostatique ou par effet d'entraînement, qui est importante dans la mesure où les particules ont des vitesses de migration très différentes. Ce n'est pas le cas comme nous avons pu le montrer, puisque les efficacités varient peu en fonction de la taille des particules. De plus nous n'avons pas pu mesurer de glissement de la granulométrie des particules non filtrées quelle que soit la méthode de mesure, ce qui semble indiquer que l'agglomération n'intervient pas dans l'espace inter-électrodes.

Il reste un biais que nous allons tenter de dissiper. Les similitudes en nombre entre les mesures SMPS et ELPI conduisent au même constat (pas ou peu d'agglomération). Raisonnons sur un aérosol monodispersé centré sur 100 nm pour faciliter la démonstration. Si des particules de même taille s'agglomèrent sous forme de chaînettes (agglomérées le long d'une ligne de champ par exemple), leur mobilité électrique ne varie pas (ou peu, voir annexe K), et elles passent le DMA du SMPS sans encombre (pas de glissement de taille). Par contre, le CNC compte moins de particules, puisque le nombre total de noyaux de condensation est plus faible (coalescence des gouttelettes en contact). L'agglomération peut donc dans ce cas précis ne pas être vue par le SMPS. Ce n'est pas le cas si les particules s'agglomèrent sous forme quasi sphérique, ce qui affecte leur mobilité, donc la granulométrie (et qui physiquement est moins improbable).

Mais dans ce cas, l'ELPI mesure un courant de décharge, et il est admis qu'un groupe de particules reliées en chaînette porte la même charge (ou plus de charges, voir théorie des particules non

sphériques) que la somme de la charge de toutes ses particules prises individuellement, sachant que le diamètre aérodynamique reste-lui à peu près le même que les particules prises individuellement. Les mesures de courant par plateau doivent donc être les mêmes que dans le cas de particules non agglomérées.

Si agglomération il y a, le SMPS doit donc mesurer de très bonnes efficacités et l'ELPI des efficacités plus faibles. Or l'on constate malgré toutes les imperfections de ces appareils que les mesures d'efficacité sont identiques aux erreurs près.

Il reste deux hypothèses pour expliquer les meilleures efficacités de filtration lorsque la charge en particules est plus importante. La première est l'intervention de la charge espace particulaire. En effet la mobilité des particules chargées est très faible et la charge espace particulaire peut modifier l'aspect du champ électrique. Il est admis industriellement que la charge espace particulaire est négligeable tant que la concentration particulaire ne dépasse pas 1g/m^3 (pour une masse volumique autour de 1000 kg/m^3), mais étant donné la très faible masse volumique apparente des suies, il est possible que la quantité de matière nécessaire à la perturbation du champ électrique soit atteinte quand même pour des concentrations massiques 10 à 100 fois plus faibles. Des essais sur cycles NEDC (exposés plus loin) ont montré que les particules ne perturbaient pas du tout la décharge couronne tant que les céramiques isolantes restaient propres, cette hypothèse est donc exclue.

La seconde est plus difficile à vérifier mais la plus plausible d'après nous. Plus le flux de particules à la paroi est important, plus la compétition entre arrachement et croissance des dendrites tend à faire relarguer des très gros amas. Certes ceci n'affecte pas les mesures SMPS et ELPI qui ne voient pas ces amas, mais l'AVL doit détecter cette différence. En revanche, la quantité de matière retenue dans la matrice est plus importante lorsque le flux particulaire est intense et ceci augmente considérablement la surface et la longueur des dendrites. L'augmentation de la surface développée par les dendrites, des effets de pointe locaux et des champs électriques intra fibres seraient responsables de l'augmentation de l'efficacité, tant passive qu'électrostatique. Nous avons pu partiellement vérifier cette hypothèse à l'aide d'un essai réalisé à très faible débit de filtration (5 kg/h pendant plusieurs heures) de manière à laisser s'accumuler les suies dans la matrice filtrante : l'efficacité de filtration n'a cessé de croître au cours du temps.

Il ne reste plus qu'à intégrer cette dynamique de stockage et de relargage au niveau local dans le modèle numérique de l'agglomérateur, ce qui sera fait lorsque nous aurons définitivement abandonné l'hypothèse de l'agglomération dans l'espace inter-électrodes.

A noter que Sandra Pillot Tokarek [73] a obtenu les mêmes tendances, et a pu corrélérer en gaz froid l'efficacité de capture des aérosols submicroniques ($0,35\text{ }\mu\text{m}$) à la quantité des aérosols microniques (quelques micromètres). L'auteur explique l'augmentation de l'efficacité dans ce cas précis par la forte différence de mobilité entre les particules et par un effet de capture mécanique (interception) des petits aérosols par les gros. Ceci ne semble pas être notre cas.

Le dernier paramètre et non des moindres est l'influence de la polarité de la décharge couronne.

5.6. Influence de la polarité

Par préjugé et parce que les efficacités de filtration en tension positive ont toujours été relativement satisfaisantes, nous n'avons testé que tard l'influence de la polarité de la décharge couronne. De plus le prix des alimentations haute tension peut dissuader tout laboratoire de s'équiper en double avec ce genre de matériel. C'est donc à la fin de la plupart des essais à l'échelle 1/10 que nous avons testé la polarité de la couronne.

Les seuls et très concluants essais de comparaisons directes ont été réalisés à Chambéry, par des expérimentations strictement identiques en terme de paramètres. La figure n°93 montre la comparaison entre deux séries d'essais sur une matrice 20-30 85% $0,23\text{ mm}$ et une électrode faible rayon de courbure de $0,25\text{ mm}$ (anode ou cathode selon la tension).

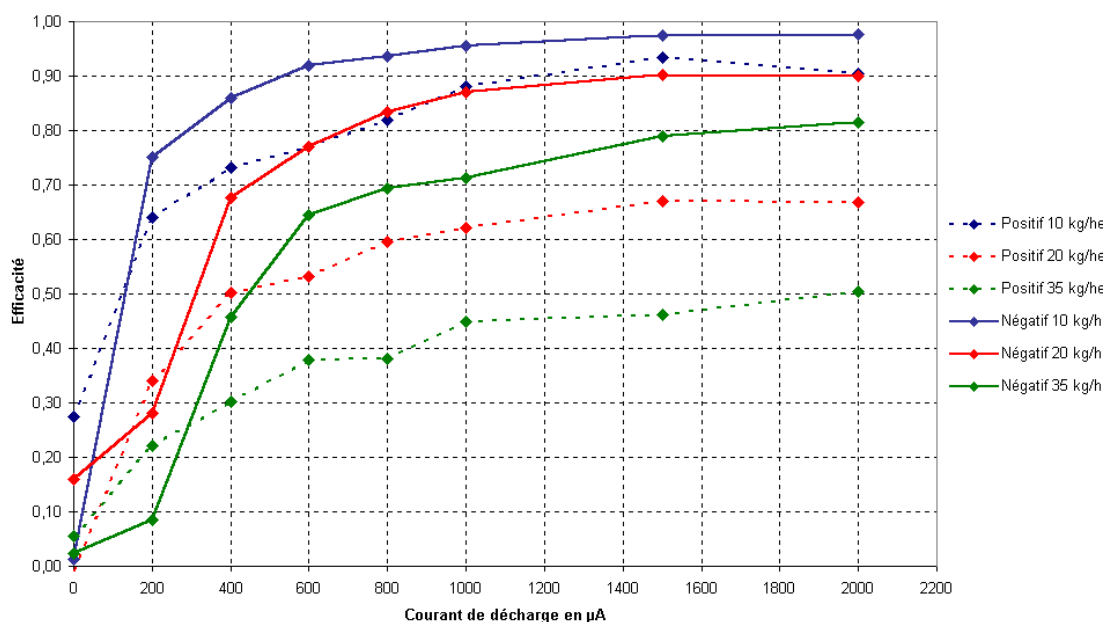


Figure n°93 : influence de la polarité de la décharge couronne sur l'efficacité massique (mesure AVL par réflectométrie) de filtration : matrice filtrante 20-30 85% 0,23 et concentration en suies entre 10 et 15 mg/m³.

La figure n°93 montre une grande amélioration de l'efficacité de filtration dans le cas de la décharge couronne négative. Habituellement que nous étions à ne jamais constater de grandes différences d'efficacité de filtration en fonction des améliorations apportées au cours du temps, il est très surprenant de constater un tel saut dans l'efficacité. Le plus remarquable est que ceci soit visible sur les essais à courant imposé, sachant qu'en tension négative le champ électrique est moins important (potentiel plus bas) pour un même courant : la tension négative permet une meilleure filtration et une consommation énergétique moindre.

D'autres essais ont été réalisés pour caractériser la résistance à l'encrassement du système, qui était un point noir en tension positive (il est impossible de dépasser 30-40 mg/m³ de suie sans protection des céramiques). La figure n°94 montre les essais de la figure n°92 comparés à un essai identique en tension négative (15 kg/h, 150°C, 1mA de courant de décharge, cathode 0,25 mm).

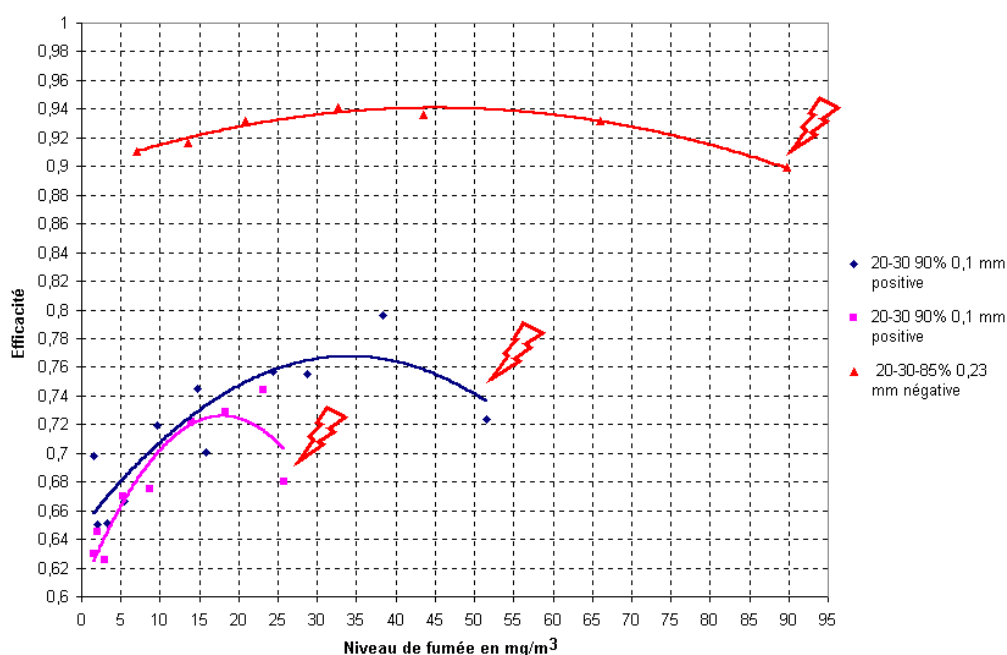


Figure n°94 : influence du niveau de suie en tension positive et négative, reprise partielle des résultats de la figure n°92. La mesure est effectuée par réflectométrie (AVL 415).

Les différences entre les essais à tension négative et positive ne peuvent pas être dues à la différence de matrice utilisée comme nous l'avons vu. Nous retrouvons toujours une forte différence d'efficacité au bénéfice de la tension négative, mais en plus nous pouvons constater une très bonne stabilité électrique et une forte résistance à l'encrassement des céramiques, qui permet de travailler dans des domaines de concentration en suie qui étaient impossibles à tenir jusqu'ici. De même le comportement électrique lors des encrassements des céramiques n'est pas du tout le même. La figure n°95 décrit le comportement à l'encrassement typique avec les deux tensions.

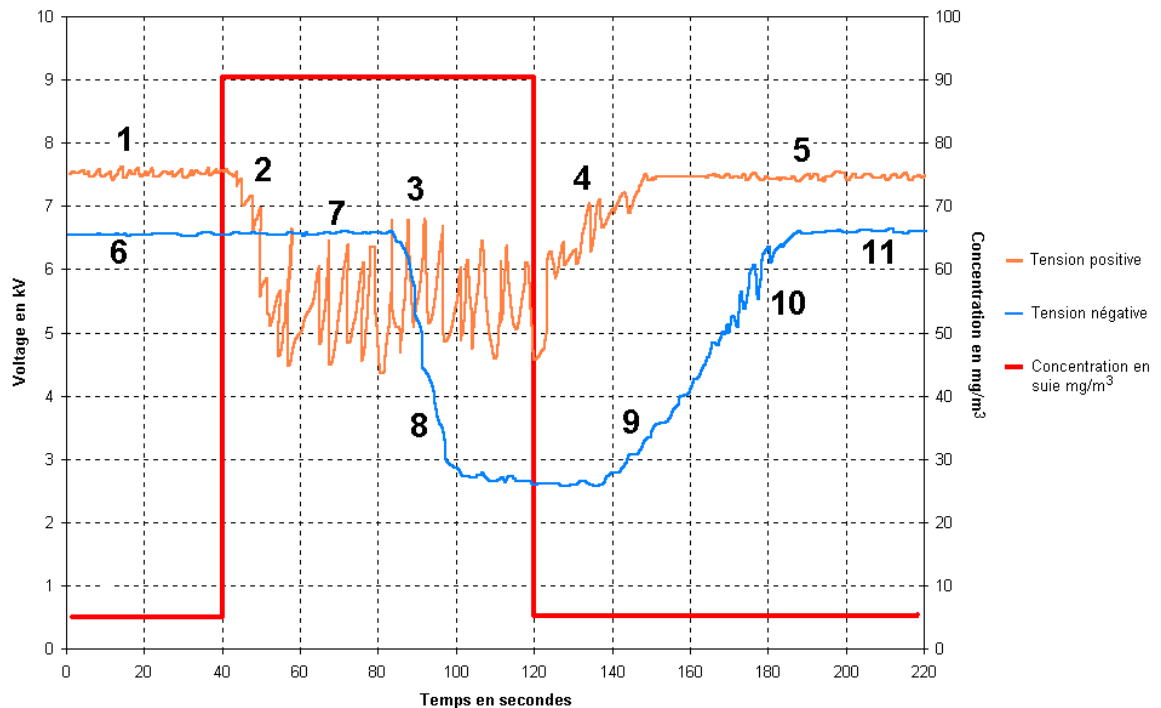


Figure n°95 : séquence d'encrassement reconstituée typique à 1 mA lors d'un essai à Chambéry, dans le cas d'un créneau de concentration en suie.

Comparons le comportement électrique du système lors d'un pic de concentration des suies, en tension négative et positive, en commentant la figure n°95 (régulation en courant).

En tension positive tout d'abord. En (1) la tension de fonctionnement sur un point peu chargé en suies est naturellement légèrement instable, mais l'on ne constate pas ou peu de passage en régime d'arc. Lors de l'application du créneau de concentration (2) la tension devient presque tout de suite instable, avec une diminution notable, qui est due à des sauts de courant importants de la décharge couronne, qui se propage sur les isolants. En (3) tant que l'on peut maintenir un courant acceptable, la tension reste élevée mais très instable et se maintient juste au-dessus du potentiel d'ionisation. Le passage en régime d'arc sur les céramiques est alors fréquent, l'alimentation régule très mal les sauts de courant. Lorsque la concentration en suie redescend, le système met un petit moment à se stabiliser (4), avec de nombreux passages en régime d'arc sur les céramiques, et une couronne qui englobe les céramiques tant qu'une couche de suie est présente. Enfin lorsque les céramiques sont propres, la tension redevient aussi stable qu'en 1 (5).

En tension négative ensuite. En (6) lorsque la concentration en suies est basse, la tension est très stable et ne subit aucun passage à l'arc intempestif. Lorsque l'on applique un afflux de suies (7) la tension reste très stable pendant une période dépendant de la concentration en suies et du courant appliqué (le courant sert en partie à oxyder lentement le dépôt de suie sur les céramiques), la suie s'accumule lentement sur les céramiques jusqu'à une épaisseur critique sans provoquer la moindre instabilité (généralement jusqu'à 0,5 g/h de suie traitée par matrice). En (8), lorsque l'épaisseur critique de suie est atteinte, une décharge de surface s'amorce et fait brusquement chuter la tension, qui reste malgré tout stable. S'amorce alors un front de combustion à partir de la cathode, qui est arrosé par des avalanches lumineuses et qui progresse lentement sur les céramiques et les nettoie. En (9), la distance séparant le front de combustion augmente et donc la tension remonte, jusqu'au

point (10) où la distance entre cathode et front de suie atteint la distance inter électrode, un passage intermittent entre couronne et décharge de surface crée une légère instabilité passagère, puis en (11) la tension reprend exactement la valeur et la stabilité de départ.

La différence de comportement à l'encrassement serait due à la mobilité de surface des ions sur les céramiques (explication tirée de nos observations et non d'une quelconque théorie). Si les ions négatifs s'écoulent bien sur les surfaces, les ions positifs ont tendance à s'accumuler localement, créant des potentiels de surface intenses qui initient facilement des décharges violentes. Tant que les suies ne sont pas présentes sur les céramiques, les charges stagnent et créent un champ relativement homogène autour des isolants. Lorsqu'un afflux de suie arrive, le dépôt crée localement des ponts conducteurs, le champ devient très hétérogène, et de violentes décharges prennent place sur les céramiques entre l'anode et l'enveloppe métallique reliée à la masse. Les décharges naissent alors préférentiellement entre la céramique et l'enveloppe métallique, ce qui prouve la montée en tension des céramiques. En tension négative, le potentiel des isolants est plutôt bas, et les décharges de surfaces naissent entre la cathode et les céramiques. Lorsque la conductivité des isolants devient supérieure à celle de l'air ionisé, la couronne se déporte sur les céramiques, le potentiel baisse jusqu'à ce que la distance suie-cathode soit supérieure à la distance inter-électrodes.

La tension négative permet donc de passer des pics de suie modérés sans encombres, ce qui est particulièrement utile sur cycle normalisé comme nous allons le voir.

Tentons de mettre en évidence si le gain d'efficacité en tension négative est dû à la caractéristique tension-courant différente de la tension positive. Pour ceci utilisons le modèle numérique de l'agglomérateur. Nous avons vu que la mobilité moyenne des ions négatifs semblait beaucoup plus élevée que les valeurs de la littérature. Ceci nous semble être un artefact. Pour la modélisation des caractéristiques de potentiel et de charge d'espace dans l'espace inter-électrodes, nous utiliserons donc une mobilité ionique plus classique de $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$.

Ceci induit que comme le champ électrique est globalement plus faible et le courant plus fort en tension négative (potentiel plus bas à même courant de décharge), la charge espace doit plus perturber la répartition du potentiel. Vérifions cette hypothèse. Les figures n°96 et 97 montrent la répartition de potentiel et de charge espace pour une puissance électrique de 10 W, une température de 100°C, un diamètre d'électrode centrale de 0,25 mm pour des tensions positives et négatives.

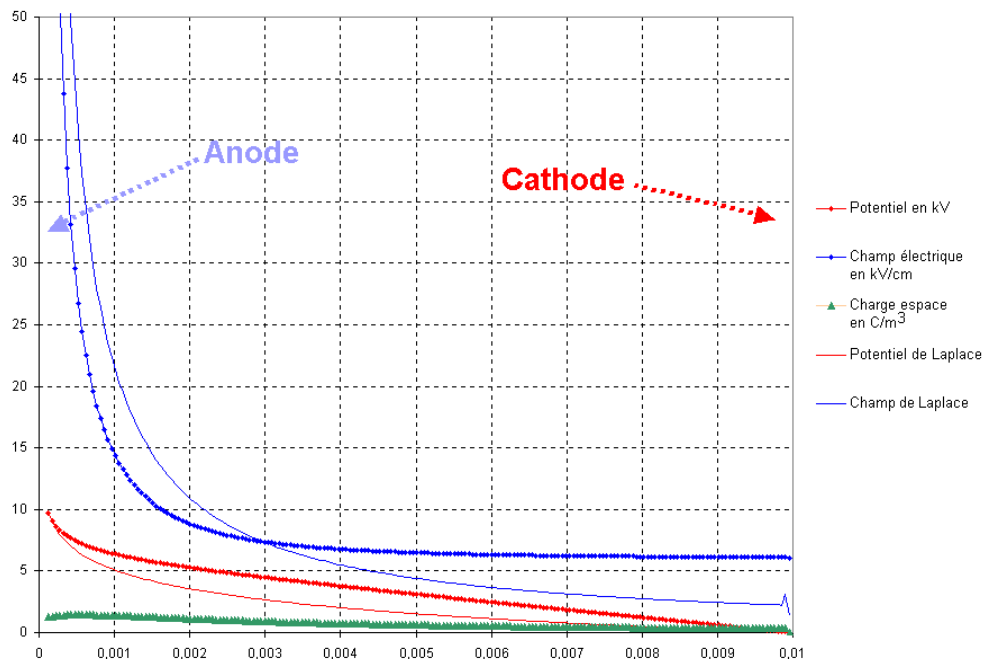


Figure n°96 : profil du champ électrique et de la charge espace en tension positive. La tension est de 9,7 kV et de 1000 μA . L'efficacité de filtration sur une cartographie de vitesse à 20 m^3/h est de $78\% \pm 9\%$ (sur 1000 particules de 0,1 μm).

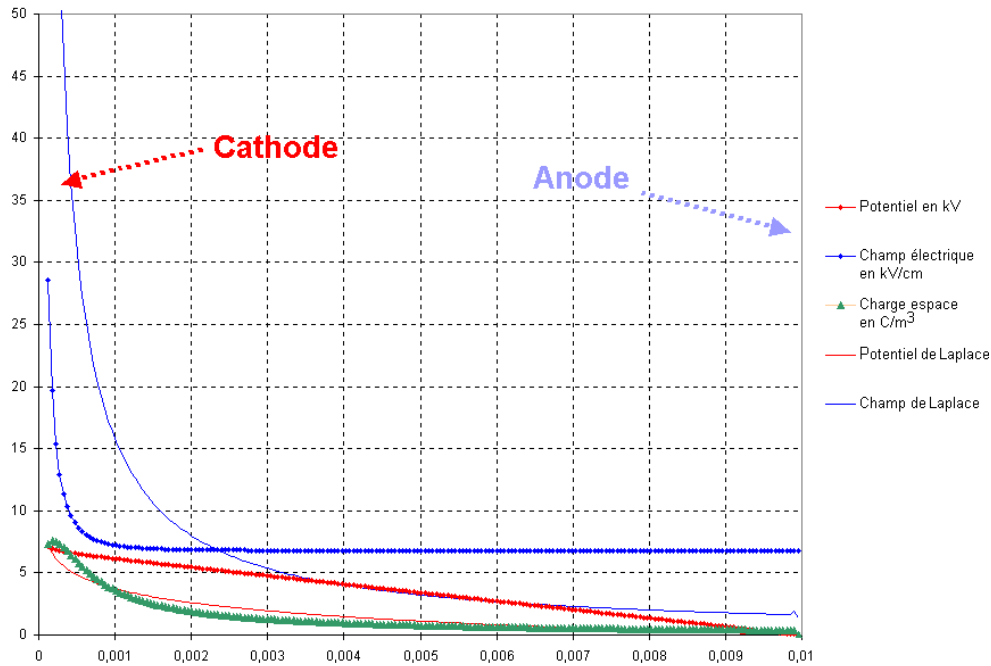


Figure n°97 : profil du champ électrique et de la charge espace en tension négative. La tension est de 7,1 kV et le courant de 1400 μ A. L'efficacité de filtration sur une cartographie de vitesse à 20 m^3/h est de $80\% \pm 11\%$ (sur 1000 particules de 0,1 μm).

Les figures n°96 et 97 montrent que le champ électrique à l'approche de la matrice (anode ou cathode) est légèrement plus important dans le cas de la tension négative. Ceci combiné à la charge espace globalement plus forte (meilleure cinétique de charge des particules) entraîne une efficacité de filtration légèrement plus importante à puissance constante. Malgré tout le modèle ne permet pas d'expliquer le saut d'efficacité constaté et les efficacités sont très semblables.

Deux hypothèses peuvent alors être invoquées. Soit le modèle de charge utilisé (Gallimberti [17]) est beaucoup trop rapide en terme de cinétique, ce qui diminue l'influence du paramètre charge espace sur l'efficacité de filtration. Ceci semble peu probable dans la mesure où nous trouvons des temps de charge relativement cohérents par rapport à la littérature (de l'ordre de quelques ms). Ou alors la charge de saturation en tension négative n'est pas la même qu'en tension positive, mais nous n'avons jamais rien lu de tel dans la littérature. Cependant, le fait que les avalanches électroniques couvrent une grande partie de l'espace inter-électrodes (visuellement tout l'espace est lumineux, contrairement à la tension négative) peut expliquer une partie du comportement en charge original des particules (la charge d'une particule prise dans une avalanche n'est pas connue, mais le bombardement ionique et électronique doit alors être intense).

Enfin il est possible que le meilleur comportement des isolants induise un meilleur rendement énergétique de la couronne négative, dont une partie plus importante du courant sert réellement à charger les particules. Au niveau modélisation, cela se traduit par une calibration différente du modèle suivant la polarité de la tension, la physique de base utilisée ne permettant pas de tout appréhender.

5.7. Synthèse des résultats

Nous avons vu l'influence de tous les paramètres et les tendances prédites par le modèle numérique. Du point de vue physique, les conclusions sont les suivantes :

- La surface développée de la matrice a très peu d'influence sur l'efficacité de filtration, tendance confirmée par la modélisation. L'utilisation d'une matrice à très forte surface développée peut légèrement améliorer l'efficacité au détriment de la perte de charge du dispositif.
- La température de travail à débit volumique constant a très peu d'influence sur l'efficacité de filtration, mais cette influence est positive, car la mobilité électrique des particules augmente. En

contrepartie, l'augmentation de la température signifie augmentation du débit volumique à traiter, il vaut donc mieux traiter un gaz le moins chaud possible.

- Le niveau de suie agit positivement sur l'efficacité de filtration, certainement à cause de phénomènes dynamiques de formation de dendrites et de relargage non encore intégrés à une modélisation.

- La tension négative est beaucoup plus stable que la tension positive et entraîne des efficacités de filtration plus élevées, pour des causes qui sont discutables. Il semble que les phénomènes de charge ne soient pas aussi simples que ceux prévus par les théories de type White et Pauthenier, dans la mesure où la charge espace est très hétérogène et que les particules se chargent dans l'avalanche électronique.

- L'efficacité de filtration est assez bien corrélée avec l'énergie volumique injectée et l'on peut s'attendre globalement à des efficacités de filtration supérieures à 90% avec 1 J/L en l'absence de problèmes d'isolation.

- Du point de vue technique, un certain nombre de problèmes ont été rencontrés puis partiellement résolus ou sont en cours de résolution : l'isolation des entrées haute tension dans les gaz d'échappement est le problème majeur de ce procédé et il peut être résolu par des méthodes de dimensionnement énoncées plus loin. La nature des céramiques doit être de type alumino-silicatée, car les aluminés densifiés sont cassants et supportent mal les variations thermiques, et les préparations trop silicatées sont peu diélectriques.

- Les matrices filtrantes sont avantageusement tricotées, car les fibres soudées n'ont pas une bonne tenue dans le temps et risquent de créer des courts-circuits fréquents et obligent à démonter le système.

- L'électrode centrale devra être assez grosse pour tenir longtemps à l'oxydation et assez fine pour ne pas déstabiliser la décharge électrique. Un compromis se situe vers 0,4 mm.

L'amélioration de la connaissance du procédé nous a permis de mettre au point le prototype n°3 de manière assez optimisée. Cependant comme nous le verrons un certain nombre de problèmes seront encore rencontrés au niveau de l'isolation par les céramiques. Les essais d'efficacité réalisés sur le prototype n°3 sont présentés séparément du reste de l'étude dans la mesure où ils représentent l'ultime étape de la mise au point de l'agglomérateur : le but n'est plus tant de prouver que le procédé marche, mais qu'il est fiable, et que l'on peut trouver des solutions viables aux problèmes rencontrés.

6. Pilotage à puissance volumique constante sur le prototype échelle 1 : essais sur cycle normalisé

6.1. Introduction

Le prototype n°3 est constitué de 10 matrices en parallèle traitant chacune approximativement 1/10^{ème} du débit moteur total. L'intérêt de passer à l'échelle 1 est bien sûr de s'affranchir du bypass des gaz d'échappement et de tester en conditions réelles l'agglomérateur électrostatique, en particulier sur des cycles normalisés avec passages transitoires, ce qui était impossible à faire avec le prototype 2. Les paramètres influents de l'agglomération étant maintenant connus, nous utilisons les matériaux suivants :

- 10 matrices 20-30 80% 0,23 mm ;
- 10 cathodes tungstène de 0,38 mm de diamètre ;
- la tension d'alimentation négative.

Le moteur G9T600, dont les points caractéristiques sont exposés dans la figure n°38, est utilisé pour ces tests. Si quelques essais sur points stabilisés sont réalisés au SMPS pour confirmer les résultats obtenus à l'ELPI, la majeure partie des essais de cette campagne permettra de tester des modes de régulation de l'alimentation haute tension sur cycles NEDC. Tous les résultats ne seront pas présentés pour alléger la description de l'étude, mais les principales conclusions seront énoncées, ainsi que les solutions aux problèmes rencontrés.

6.2. Essais sur points stabilisés

Les essais sur points stabilisés au SMPS permettent tout d'abord de vérifier que les efficacités obtenues sur ce système sont conformes à nos attentes et ensuite de fournir des points de calibration extrêmement précis pour le modèle numérique étant donné la grande précision granulométrique des données SMPS. Les 16 points de caractérisation du G9T600 n'ont pas pu être testés pour deux raisons : certains points moteurs trop chargés en suie ont posé des problèmes d'isolation électrique et les températures très élevées sur d'autres points ont posé des problèmes de fiabilité mécanique du dispositif. Pour résumer, les essais se sont passés comme suit :

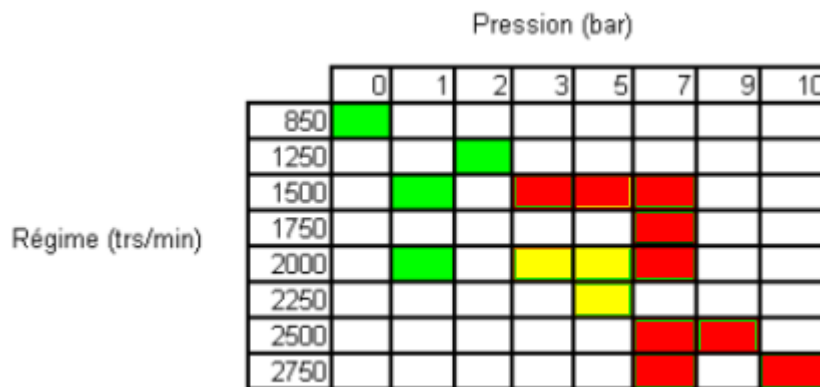


Figure n°98 : essais réalisés sans problèmes en vert, essais réalisés avec des problèmes d'encrassement des céramiques en jaune, et essais non réalisés en rouge. Les essais non réalisés le sont soit à cause d'un débit de suie trop élevé (5g/h), soit à cause de températures incompatibles avec la tenue mécanique du pilote.

Le principal problème rencontré, malgré la bonne stabilité de la décharge négative en gaz chargé, est le débit très élevé des suies traitées. Débit d'autant plus élevé que le moteur est mis au point avec une stratégie à fort taux d'EGR (pour diminuer la production de NO_x). Les essais sur points stabilisés sont réalisés à courant constant. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures suivantes et classés par puissance moteur croissante. La figure n°99 montre la granulométrie des aérosols diesel d'un point ralenti mesurée au SMPS.

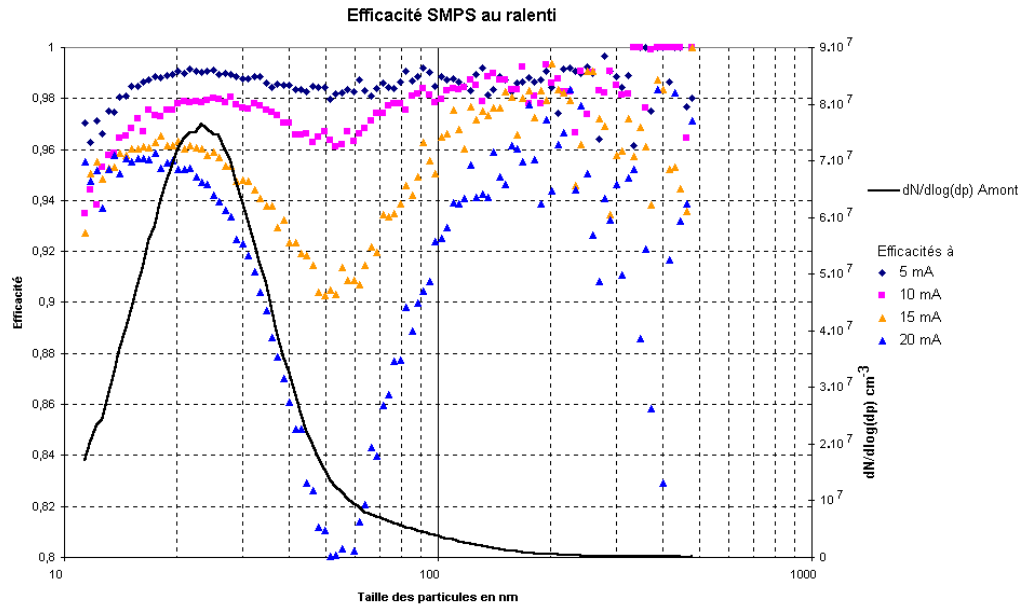


Figure n°99 : efficacité de filtration obtenue sur point ralenti moteur (850 tours/min 0 bars), en fonction du courant de décharge et de la taille des particules.

La figure n°99 montre des tendances très inhabituelles pour une filtration électrostatique, à savoir une efficacité qui diminue avec la puissance injectée, et un creux d'efficacité tout à fait inexplicable à 60 nm. Nous pouvons voir également que la répartition granulométrique des particules est typique d'un mode de nucléation : la température sur ralenti est en effet basse, les espèces condensables forment la majorité des espèces présentes en nombre, masquant complètement le mode d'accumulation centré sur 100 nm. Le fait que l'efficacité baisse avec le courant de décharge a déjà été rencontré dans le cas des très fortes énergies volumiques : au-delà de 10 J/L, la couronne devient instable et l'efficacité diminue. Le fait que l'efficacité s'effondre spécifiquement sur 50 nm signe certainement l'apparition d'un mode d'agglomération induit par la décharge couronne. Nous pouvons vérifier cette hypothèse en comparant les granulométries des particules en aval de l'agglomérateur en fonction du courant de décharge.

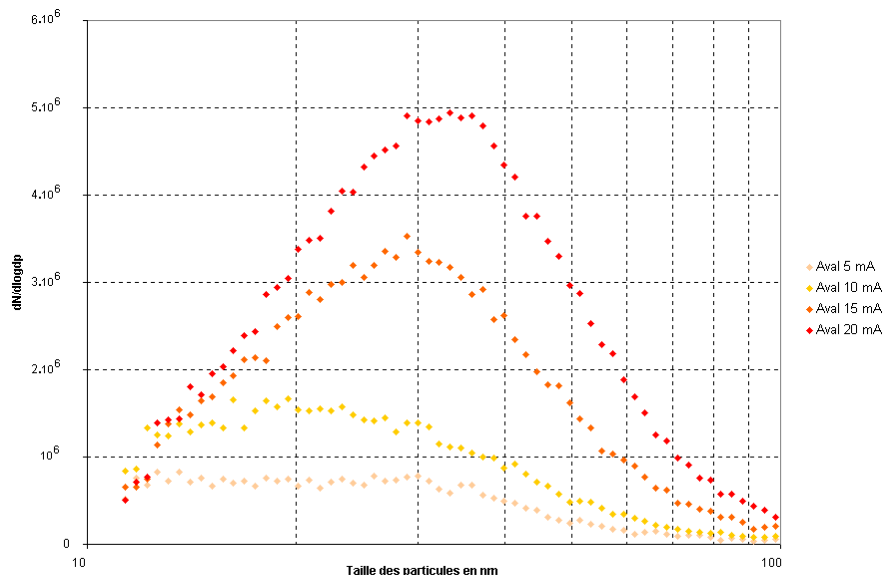


Figure n°100 : granulométrie des particules en aval de l'agglomérateur en fonction du courant de décharge sur un point ralenti.

La figure 100 montre une augmentation des particules non filtrées et un glissement vers les grosses tailles avec l'augmentation du courant de décharge, il semble donc qu'aux très hautes énergies volumiques, à cause de l'instabilité de la couronne (l'alimentation tend vers un régime impulsif),

l'agglomération soit importante dans l'espace inter-électrodes, au détriment de la capture des particules.

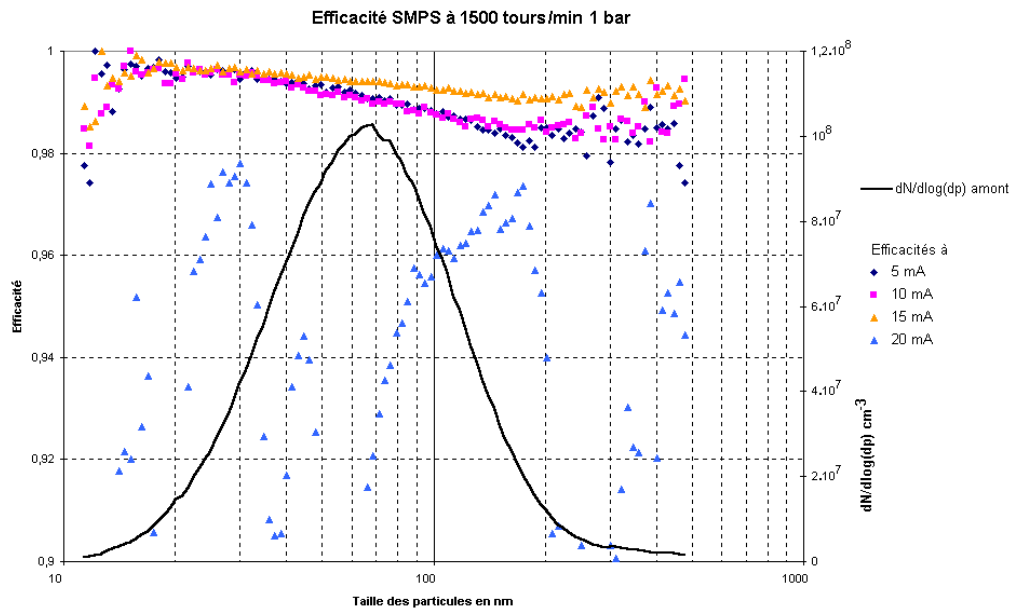


Figure n°101 : efficacité de filtration en fonction du courant de décharge sur un point 1500 tours/min 1 bar. Le point à 20 mA est fortement instable électriquement (énergie volumique trop élevée).

La figure n°101 montre que l'on obtient de très bonnes efficacités de filtration, en particulier sur les fines particules, ce qui confirme ce qui a évoqué sur la mobilité des particules. De plus, nous retrouvons le creux de filtration classique à 200 nm, qui correspond à la zone où la mobilité électrique est minimale. L'essai montre une augmentation de l'efficacité avec le courant, sauf pour le point à 20 mA qui est très instable électriquement : le flux de gaz n'est pas assez fort et l'espace inter-électrodes contient beaucoup d'espèces instables non évacuées par le gaz (ozone), le passage en régime d'arc est facilité. Le fait que l'on n'obtienne pas cet effet sur le point de ralenti dont le débit est moindre peut être expliqué par les différences de température et de composition du gaz. Les efficacités obtenues montrent que l'agglomérateur est largement sur-dimensionné pour ces conditions de fonctionnement. La granulométrie des particules est cette fois tout à fait conforme à une granulométrie classique pour des particules diesel issues d'un moteur moderne (injection directe par rampe commune haute pression) : concentration totale entre 10^7 et 10^8 cm^{-3} , mode centré entre 70 et 80 nm.

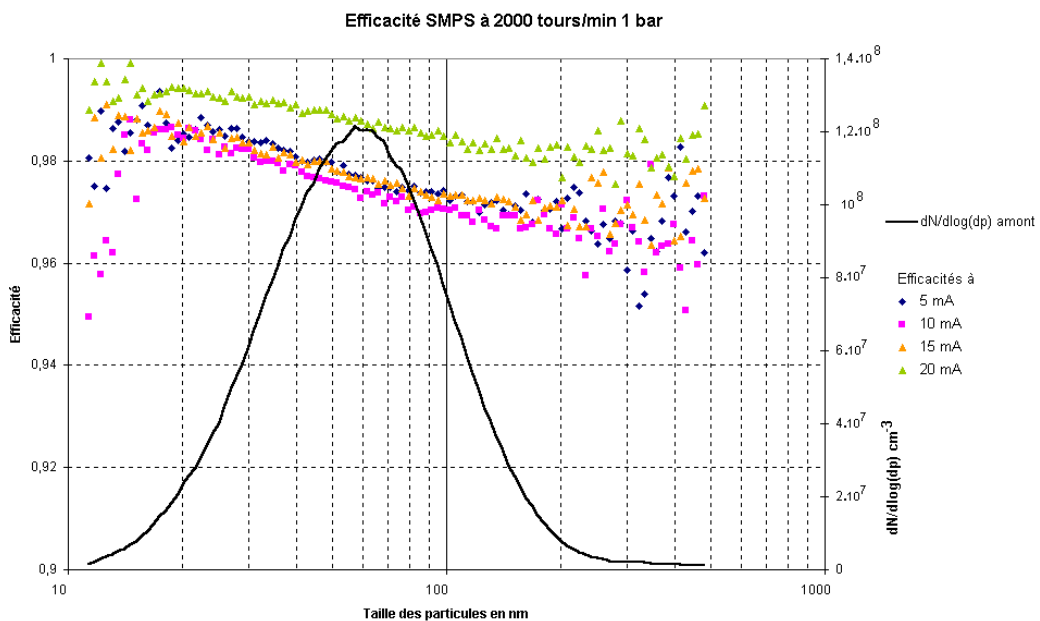


Figure n°102 : efficacité de filtration en fonction du courant de décharge sur un point 2000 tours/min 1 bar.

La figure n°102 montre l'augmentation de l'efficacité de filtration avec l'énergie injectée. Le creux d'efficacité à 200 nm est moins visible, comme prévu lors d'une augmentation de la température, mais la forte mobilité des très fines particules du spectre assure toujours une très bonne efficacité de collecte.

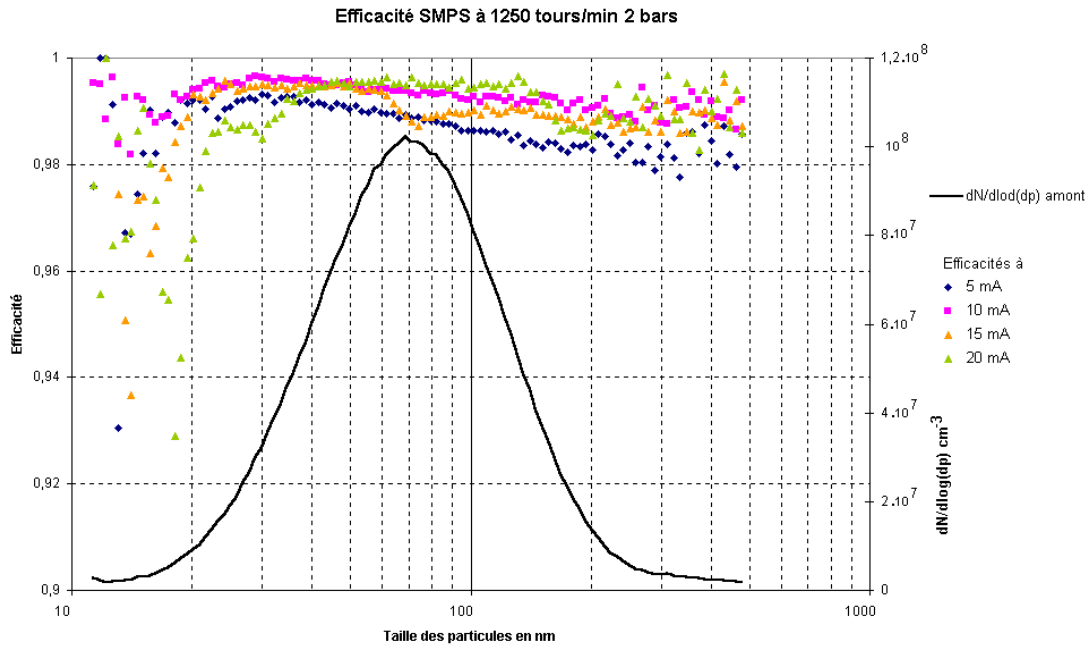


Figure n°103 : efficacité de filtration en fonction du courant de décharge sur un point 1250 tours/min 2 bars.

La figure n°103 montre toujours de très bonnes efficacités de filtration, d'aspect conforme à la mobilité électrique des particules, mais présentant un creux d'efficacité à 10-15 nm. Ce creux peut être expliqué par l'apparition d'un léger mode de nucléation, favorisé par la décharge couronne (nucléation sur des ions).

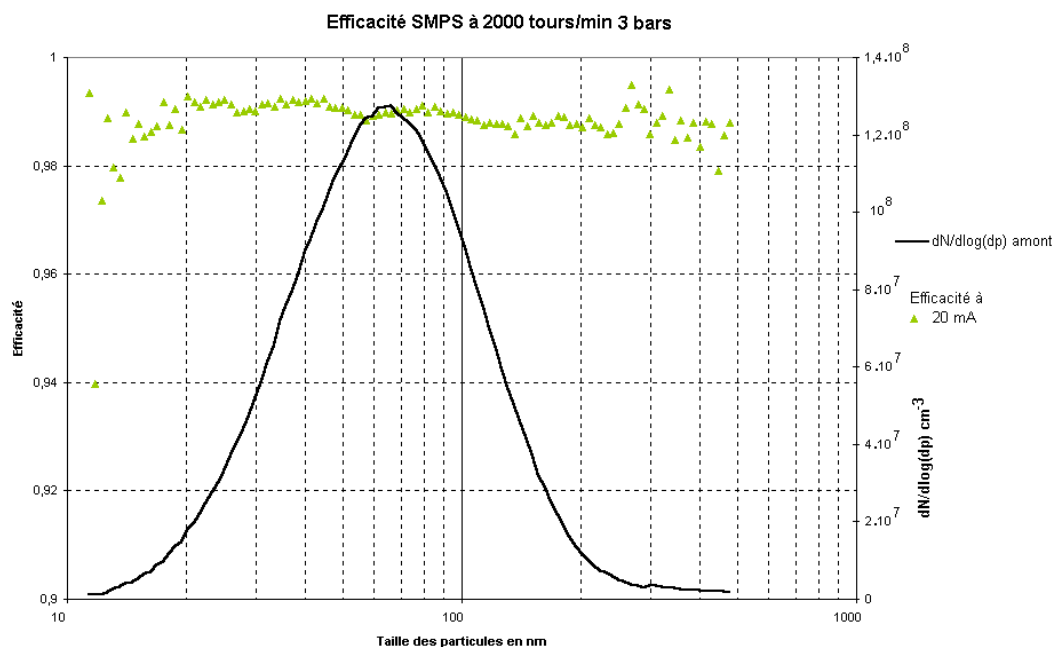


Figure n°104 : efficacité de filtration en fonction du courant de décharge sur un point 2000 tours/min 3 bars. Seul l'essai à 20 mA a pu être réalisé, à cause du niveau de suie trop élevé.

Les choses intéressantes commencent à apparaître à partir de la figure n°104. En effet le flux de suie traité ne permet plus de tenir la décharge stable suffisamment longtemps pour faire les essais à moins de 20 mA. Comme nous l'avons vu sur la figure n°95, la décharge peut être poursuivie à très forte concentration en suie pendant un temps dépendant de l'énergie électrique injectée. Les essais SMPS

demandent 90 secondes de stabilité, temps qui ne pourra être obtenu sur cet essai qu'à 20 mA. L'efficacité reste malgré tout très bonne.

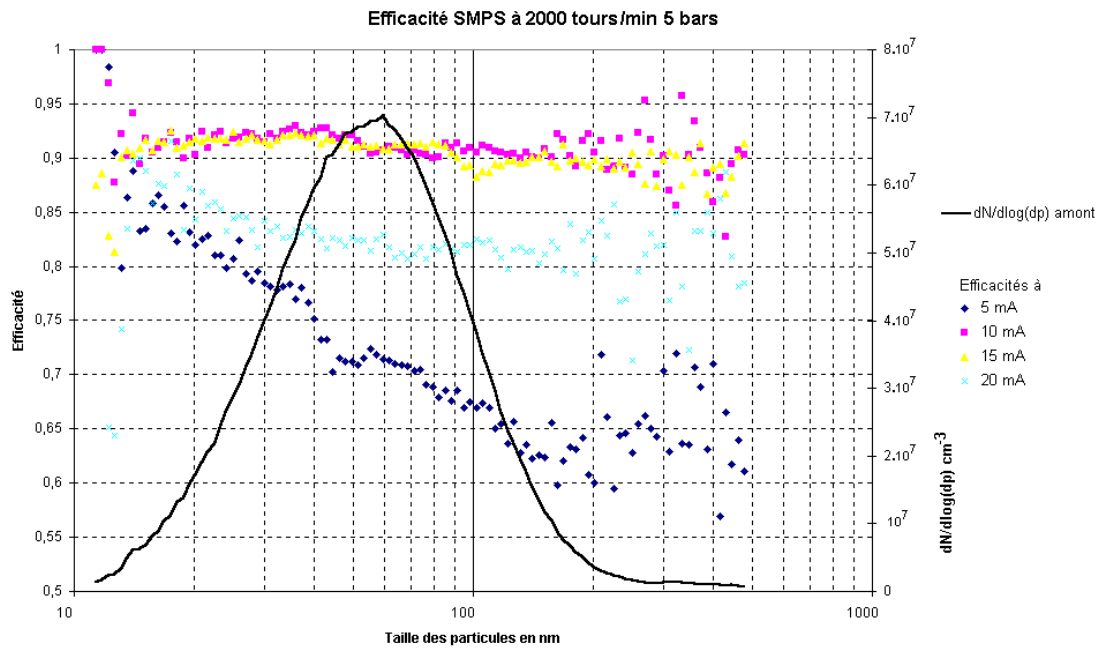


Figure n°105 : granulométrie des particules et efficacité en fonction du courant de décharge sur un point 2000 tours/min 5 bars.

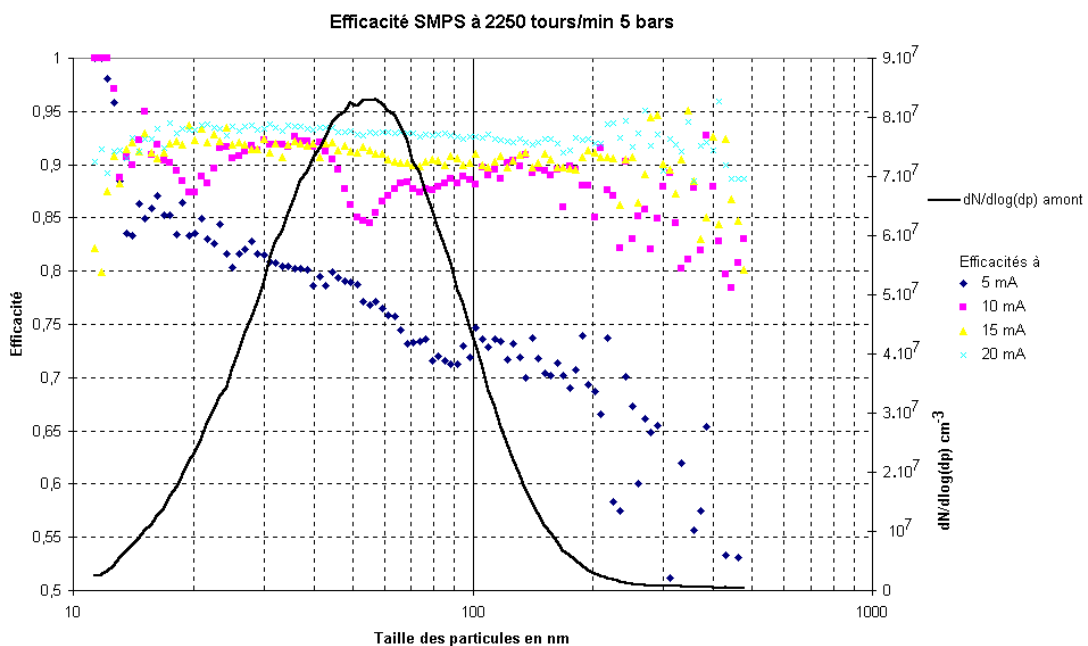


Figure n°106 : granulométrie des particules en aval de l'agglomérateur et efficacité en fonction du courant de décharge sur un point 2250 tours/min 5 bars.

Les figures n°105 et 106 montrent les derniers essais réalisables de la série. Comme nous pouvons le voir sur la figure n°38, les concentrations en suies ne sont pas très élevées, mais le débit de gaz traité entraîne un fort débit de suie. Le flux de particules déposées sur les céramiques isolantes n'est plus efficacement combattu par les décharges de surface qui ont lieu en permanence et l'efficacité est subitement plus basse de presque 5%. Pour les points à 5 mA, la puissance développée par la couronne n'est plus suffisante pour lutter contre les dépôts de suie : le balayage du SMPS se fait des petites vers les grosses particules, nous voyons donc lentement l'efficacité chuter au cours du temps (et donc du balayage des tailles). L'essai à 20 mA pour le point 2000 tours/min 5 bars est également assez bas en efficacité à cause d'instabilités électriques toujours dues au dépôt de suies. Nous

voyons que plus la charge moteur est importante, plus l'efficacité baisse sur les grosses particules, ce qui est une image de la mobilité électrique lorsque la température augmente. C'est ainsi que le trou d'efficacité classique à 200 nm n'est plus visible au-dessus de 250°C.

Les efficacités mesurées au SMPS montrent des résultats très encourageantes, bien meilleurs que ceux obtenus dans les mêmes conditions à l'ELPI en tension positive (des essais en tension positive uniquement montrent en revanche une bonne concordance entre les mesures SMPS et ELPI).

Le fait que le procédé fonctionne de manière très satisfaisante n'est donc plus à démontrer, mais le problème de l'isolation électrique persiste. Les points stabilisés ne sont pas du tout idéaux en terme d'encrassement (et peu réalistes par rapport à une situation réelle), puisque sur les points chargés à bas débit (typiquement le 1500 tours/min 3 bars), les suies ont tendance à s'accumuler dans le système, et en particulier sur les isolants (des lignes de champ convergeant vers leurs arêtes ne doivent pas améliorer la situation...). Comme aucun pic de débit ne vient perturber cette accumulation, la situation devient particulièrement défavorable avec le temps.

Des essais beaucoup plus instructifs consistent à tester le prototype 3 sur plusieurs cycle NEDC. Ceci nous permettra de tester l'alimentation du prototype à énergie volumique constante. Nous utiliserons également un compteur optique pour tenter de mettre en évidence un relargage des particules (PCS, Particle Counter Sizer).

6.3. Descriptif du cycle NEDC : essais sans suies

Les normes actuelles décrivent les émissions de particules à partir de n cycles NEDC. L'ensemble des n cycles doit contenir un démarrage à froid, et pour les systèmes de dépollution, une régénération. Les polluants émis sont pondérés pour représenter les émissions moyennes du véhicule muni du système de dépollution testé. Un cycle NEDC comprend 2 types de sous-cycles : quatre cycles urbains, représentant une conduite alternant phases de ralenti et très courts pics de puissance (conduite en ville), et un cycle péri-urbain, représentatif d'un roulage modéré sur route et autoroute. La figure n°107 montre le déroulement d'un cycle et l'enchaînement des phases.

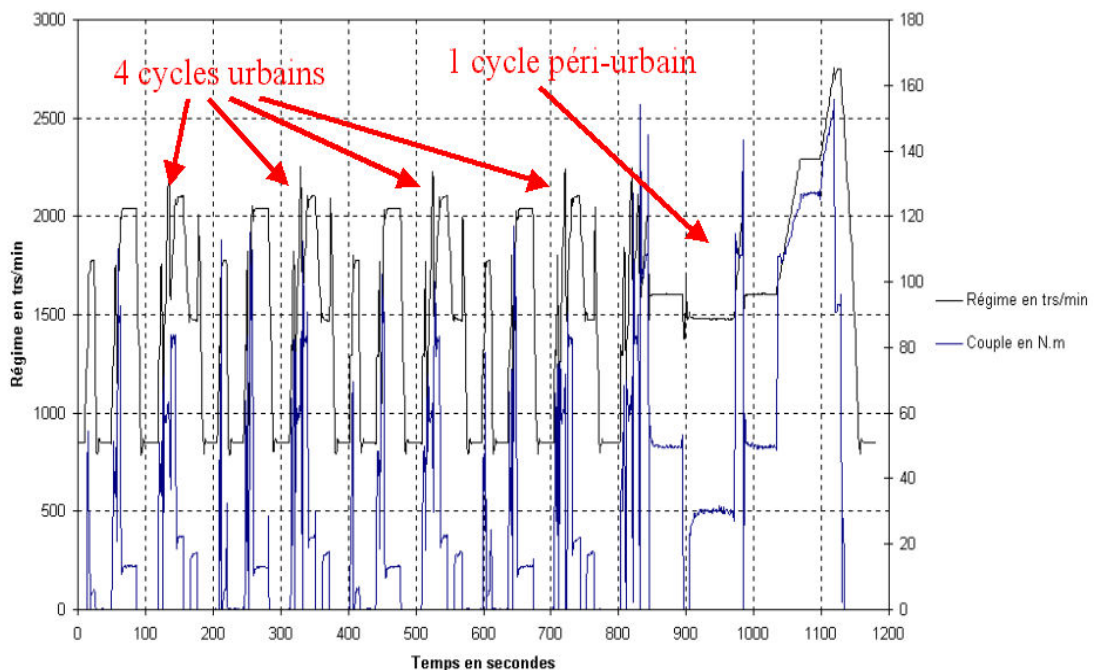


Figure n°107 : déroulement d'un cycle NEDC, couple moteur et régime en fonction du temps. Le cycle dure 1182 secondes en tout. Le programme de déroulement du cycle est géré par le « PUMA ».

Les essais sans suies (après filtre à particules) vont permettre de tester l'évolution des caractéristiques électrostatiques du pilote sur cycle (en particulier celles liées à la température et à la composition du gaz) sans l'influence perturbatrice des particules.

Nous devons tester l'efficacité de filtration en continu sur le cycle. Nous disposons d'un compteur de particules ELPI (prélèvement amont-aval par vanne 3 voies) et d'un compteur optique PCS avec piquage fixe en aval de l'agglomérateur, ce qui va nous obliger à utiliser un protocole particulier. Etant donnée la difficulté du prélèvement des aérosols microniques, la mesure PCS est en effet effectuée dans l'axe de l'écoulement en sortie agglomérateur dans un coude et avec une longueur de tube de prélèvement la plus faible possible. L'appareil n'étant pas mobile, la mesure amont est estimée à partir d'une mesure aval avec l'agglomérateur éteint. La séquence de mesure est la suivante :

- le premier cycle sert à atteindre la stabilisation thermique de l'agglomérateur. Lors de ce cycle, l'alimentation électrique est mise en route avec la régulation, afin de permettre un nettoyage des céramiques isolantes et une observation du comportement électrique à froid (présence de condensation d'eau sur les céramiques).
- comme le second cycle est considéré stable thermiquement (à 10°C près), les mesures au granulomètre ELPI sont lancées en aval de l'agglomérateur ainsi que les mesures PCS. Les gaz sont analysés lors du cycle.
- le troisième cycle est considéré comme le cycle de mesures amont. Une vanne 3 voies permet de basculer la mesure ELPI en amont (l'agglomérateur est alors éteint pour les mesures PCS).

Les résultats de relargage mesurés au PCS seront présentés dans la partie relargage des particules. Les heures des appareils sont synchronisées manuellement à la seconde près, ce qui permet lors du dépouillement des données de calculer l'efficacité de filtration instantanée sur cycle. L'hypothèse selon laquelle les émissions sur les cycles 2 et 3 sont identiques est vraie et vérifiée. Enfin lorsque l'on veut mesurer l'efficacité sur plusieurs cycles consécutifs, le cycle 2 est répété n fois, et le tout dernier cycle sert de référence comme mesure amont. Le fait que le dernier cycle seul soit considéré comme le cycle amont permet de ne pas encrasser l'agglomérateur pendant les autres cycles de mesure, pendant lesquels la haute tension est toujours en fonctionnement. Enfin le fait que 3 cycles seulement soient utilisés la plupart du temps est dicté par deux contraintes, le passage des cycles et la préparation des essais est longue (compter deux heures par stratégie testée) et la masse de données recueillies est considérable (il faut compter à peu près deux fois plus de temps d'exploitation des résultats que la durée de l'essai et cette campagne précise a duré 5 semaines...).

La figure n°108 montre l'évolution de la température de l'agglomérateur pendant une série de 3 cycles.

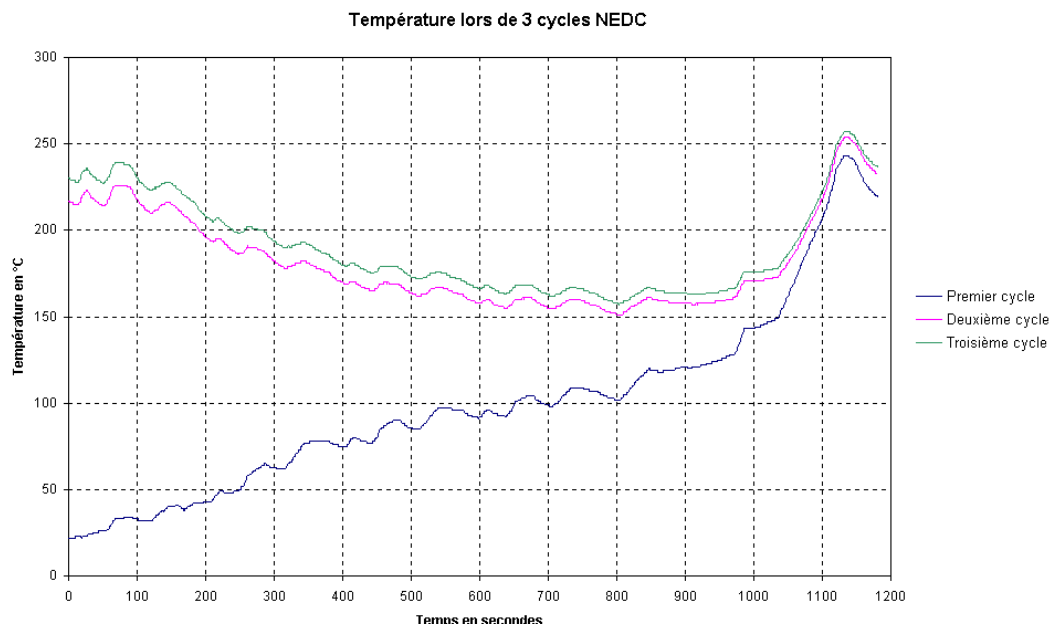


Figure n°108 : température de l'agglomérateur après un démarrage à froid et pendant 3 cycles NEDC complets.

La figure n°108 montre l'intérêt de ne pas multiplier les cycles de stabilisation, étant donné qu'à partir du deuxième cycle, l'ensemble moteur + agglomérateur est presque arrivé à la stabilisation thermique.

Nous présenterons seulement les résultats les plus significatifs, c'est à dire les essais à énergie volumique constante. Nous avons en outre testé des essais à courant constant et des essais mixtes à énergie volumique constante et à courant minimal fixe. Cette dernière stratégie avait pour but de permettre une récupération de l'état de surface des céramiques pendant les phases de ralenti à l'aide du nettoyage par un courant fixe faible (5 à 10 mA pour les 10 matrices), là où le débit de suies est minimal. Nous verrons que cette stratégie n'a aucun intérêt. Nous avons également tenté de trouver une stratégie d'alimentation électrique pour garder la décharge couronne opérationnelle lors des démarrages à froid. Nous allons maintenant présenter brièvement le déroulement d'une série type de cycles à énergie volumique constante.

6.4. Déroulement d'un cycle et stratégie de régulation

La régulation de l'alimentation électrique est effectuée comme suit, avec un taux de rafraîchissement de 10 Hz :

- mesures des tensions et courants délivrés par l'alimentation via le retour 0-10 volts sur la baie de mesure « PUMA » ;
- calcul de la tension et du courant réels à partir des droites de calibration entrées dans le « PUMA » ;
- lecture des débitmètres échappement et des thermocouples de l'agglomérateur et calcul du débit volumique traité par celui-ci ;
- à partir de la valeur de tension lue (l'hypothèse est faite que la tension ne varie pas), calcul du courant désiré pour obtenir la valeur de consigne d'énergie volumique ;
- transformation de cette valeur de courant en consigne 0-10 volts appliquée à l'alimentation haute tension à partir d'une droite de calibration (le temps de réponse de l'alimentation est considéré comme inférieur à celui de la boucle de calcul).

La tension est laissée flottante pour l'alimentation. La relative simplicité de cette boucle de régulation est permise grâce au temps de réponse très faible du système (0,1 seconde) par rapport aux temps de réponse du moteur (1 seconde) : lors de comparaisons entre le courant désiré et celui délivré par l'alimentation, nous ne décelons aucun décalage temporel sensible. L'ensemble des informations est relayé par un boîtier de commande distante, permettant de choisir le type de régulation : automatique ou manuelle. La figure n°109 montre la tension mesurée sur 3 cycles avec une consigne d'énergie volumique de 1J/L.

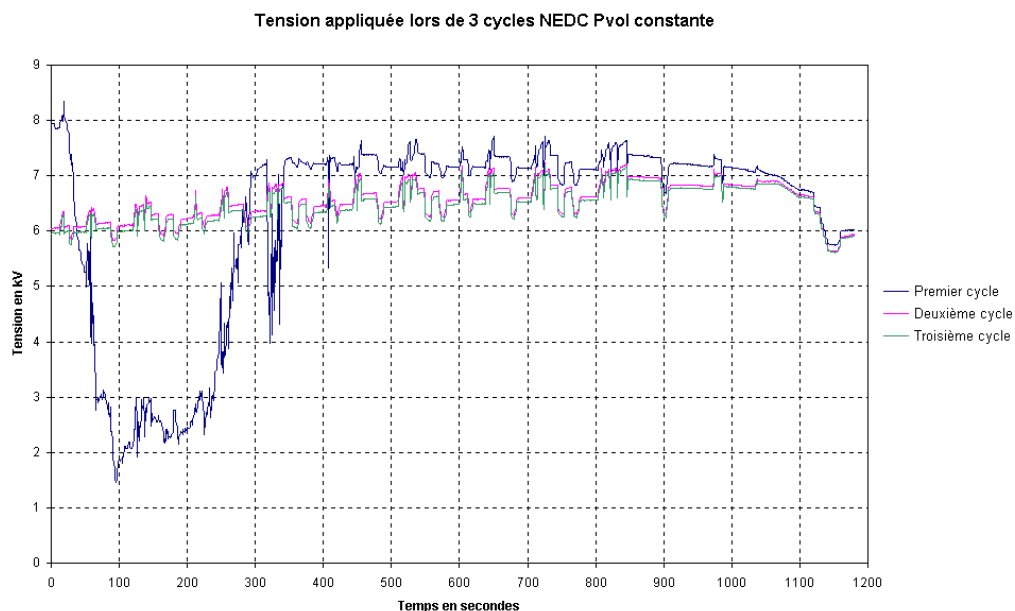


Figure n°109 : tension mesurée dans l'agglomérateur pendant 3 cycles NEDC complets avec un départ à froid. Les essais sont réalisés après un filtre à particules pour s'affranchir de l'influence parasite des suies.

La figure n109 montre un essai après filtre à particules, dont l'intérêt est de nous servir de cartographie de validation pour comprendre dans quelle mesure les suies diesel perturbent la

décharge couronne dans l'espace inter-électrode et sur les céramiques isolantes. Cette figure permet de voir un superbe problème de démarrage à froid, caractérisé par une chute de tension d'une durée de 300 secondes. Cette chute de tension correspond à une très brusque diminution de la résistivité des céramiques isolantes, due au dépôt d'un film liquide. Nous avons vérifié visuellement la présence d'eau dans l'enveloppe métallique après l'essai. La tension montre une relative stabilité une fois la température de l'agglomérateur stabilisé et une remarquable reproductibilité. Le mélange gazeux traité par l'agglomérateur n'est donc pas la cause des problèmes électriques rencontrés. De manière similaire en comparant la tension avec et sans filtre à particules, nous avons montré que les suies en phase dispersée dans l'espace inter-électrode ne perturbaient pas la décharge couronne tant que les céramiques sont propres. Les sauts de tension sur la figure n°109 sont dus aux phases d'accélération : le mélange gazeux est alors brusquement plus riche en vapeur d'eau, mais la température à peu près constante : la tension minimale d'ionisation augmente, ce qui décale les courbes intensité-potentiel. La chute de tension sur le cycle péri-urbain est due par contre à la forte température du système : il est possible de passer de très forts courants de décharge avec une faible tension appliquée. La figure n°110 montre le courant de décharge dans l'agglomérateur pendant les 3 mêmes cycles.

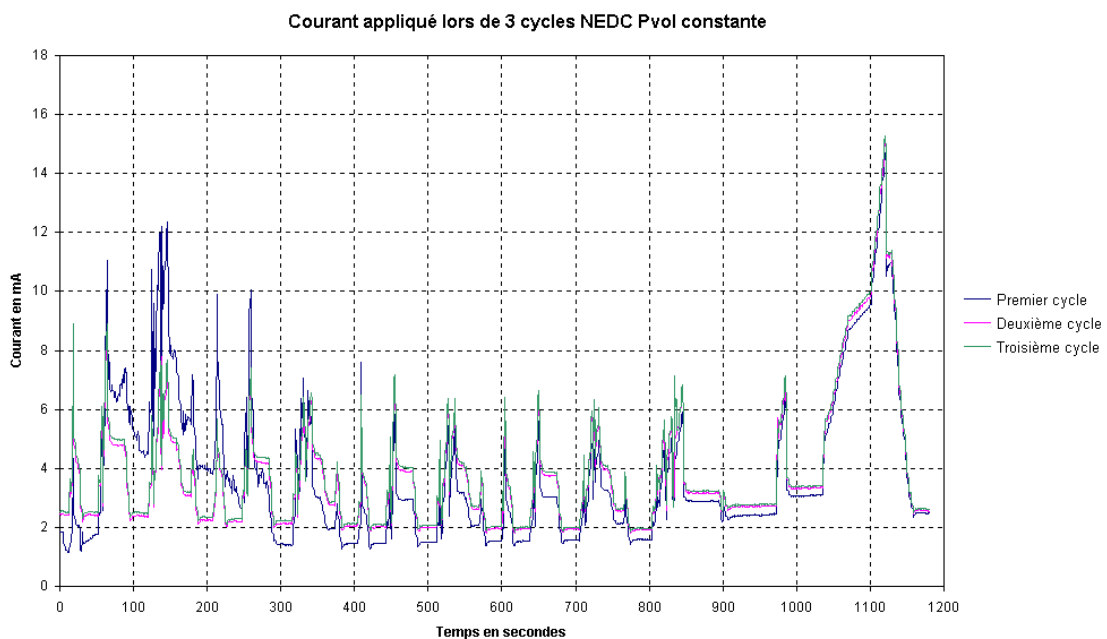


Figure n°110 : courant de décharge mesuré pendant les 3 cycles NEDC complets à 1J/L. La tension est flottante, seul le courant est imposé par le régulateur.

La figure n°110 montre que pendant le premier cycle le courant est perturbé par le départ à froid : comme la tension baisse, l'alimentation doit augmenter le courant délivré pour garder l'énergie volumique constante. Le courant augmente petit à petit au cours des 3 cycles avec l'augmentation de la température et donc du débit volumique, et de la baisse subséquente de la tension applicable. Comme la tension est à peu près fixe, le courant suit très fidèlement le débit volumique traité.

Lors des essais préliminaires, nous ne sommes pas parvenus à résoudre le problème des démarrages à froid. Nous avons tenté d'imposer une tension minimale lors de la régulation dans cette phase, mais cela a conduit à des passages en régime d'arc. La seule solution trouvée est de laisser un courant faible de 5 mA, de laisser flotter la tension et de basculer en régulation automatique dès que celle-ci dépasse 5,5 kV (à cette tension, l'énergie électrique injectée passe de la conduction dans les céramiques à la décharge couronne). Voyons maintenant les efficacités obtenues sur cycle. Nous avons testé plusieurs énergies volumiques croissantes jusqu'à obtenir des résultats satisfaisants, à savoir des énergies de 1 à 4 J/L.

6.5. Efficacité sur cycles en fonction de la puissance injectée

Les efficacités sur cycle demandent un travail particulièrement précis en ce qui concerne le timing et la présence de plusieurs personnes simultanément sur le banc moteur est donc nécessaire : un opérateur de banc (qui suit les paramètres moteurs et qui lance la chaîne d'acquisition), un opérateur sur la chaîne de mesure particules (qui synchronise le démarrage simultané du SMPS et de l'ELPI en phase avec les mesures de la baie « PUMA » et qui contrôle en continu le bon fonctionnement de la chaîne de mesure) et un opérateur industriel (qui vérifie la conformité des données envoyées à l'alimentation et reçues par elles, avec les mesures des compteurs de particules). Ce dernier décide l'arrêt de l'essai en cas de problèmes sur l'agglomérateur en conformité avec le plan d'expérience.

Nous avons testé des énergies volumiques croissantes, sachant que nous pouvions nous attendre à de très bonnes efficacités d'après les mesures ELPI et SMPS précédentes (de l'ordre de 90% pour 1J/L). La figure n°111 montre l'essai à 1J/L. Pour suivre le déroulement du cycle, le couple moteur est rappelé sur les figures. L'efficacité est calculée à partir des mesures instantanées aval sur le deuxième cycle et amont sur le troisième cycle. L'efficacité totale est calculée à partir des efficacités instantanées pondérées par les débits instantanés. La surconsommation carburant est estimée à partir de la puissance électrique de l'alimentation, de la puissance mécanique du moteur, du rendement du moteur, de l'alternateur et de l'alimentation haute tension. Les puissances chimiques du moteur (via le PCI carburant) et de l'alimentation sont alors comparées.

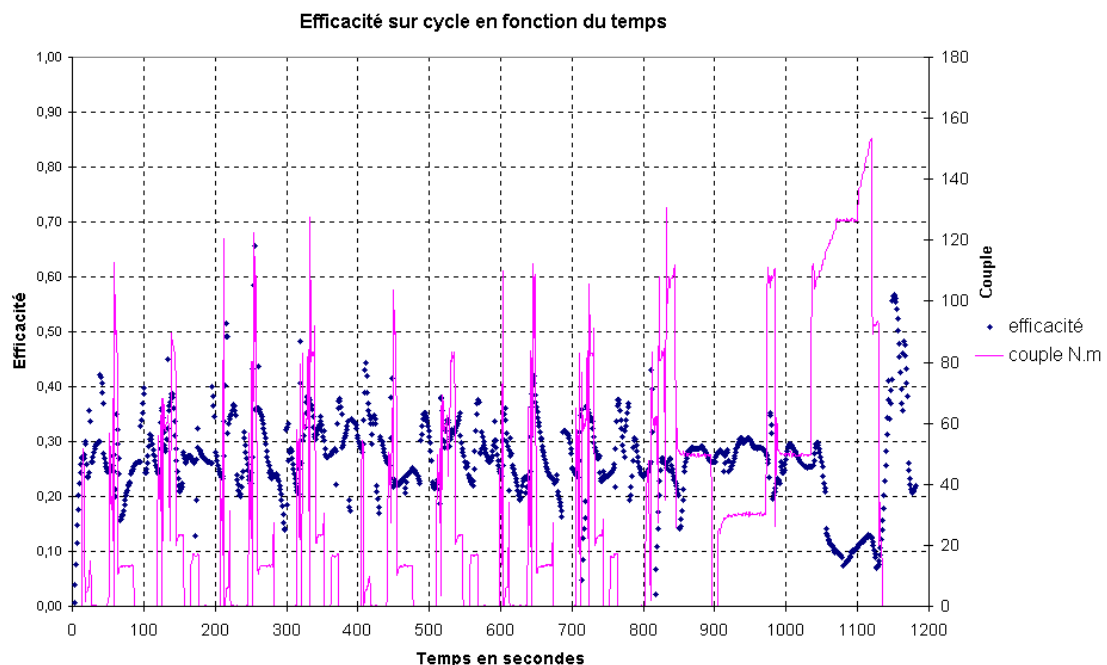


Figure n°111 : efficacité numérique instantanée de filtration à 1J/L : l'efficacité totale pondérée sur le cycle est de 25%, la surconsommation carburant estimée de 0,7%.

La figure n°111 montre la confirmation de nos craintes : le passage sur cycle accentue encore le rôle encrassant des suies sur les céramiques, et sur l'ensemble des 3 cycles, la tension moyenne dépasse tout juste le seuil minimal d'ionisation, l'efficacité totale est donc très faible. Comme la décharge est en plus instable, l'efficacité est bruitée. Nous ne pouvons observer de tendance nette du débit sur l'efficacité (les pointes de débit sont phasées avec les pointes de couple moteur) : parfois le débit agit comme s'il apportait un flux de suie, parfois comme s'il nettoyait les céramiques. La figure n°112 montre les efficacités à 2J/L.

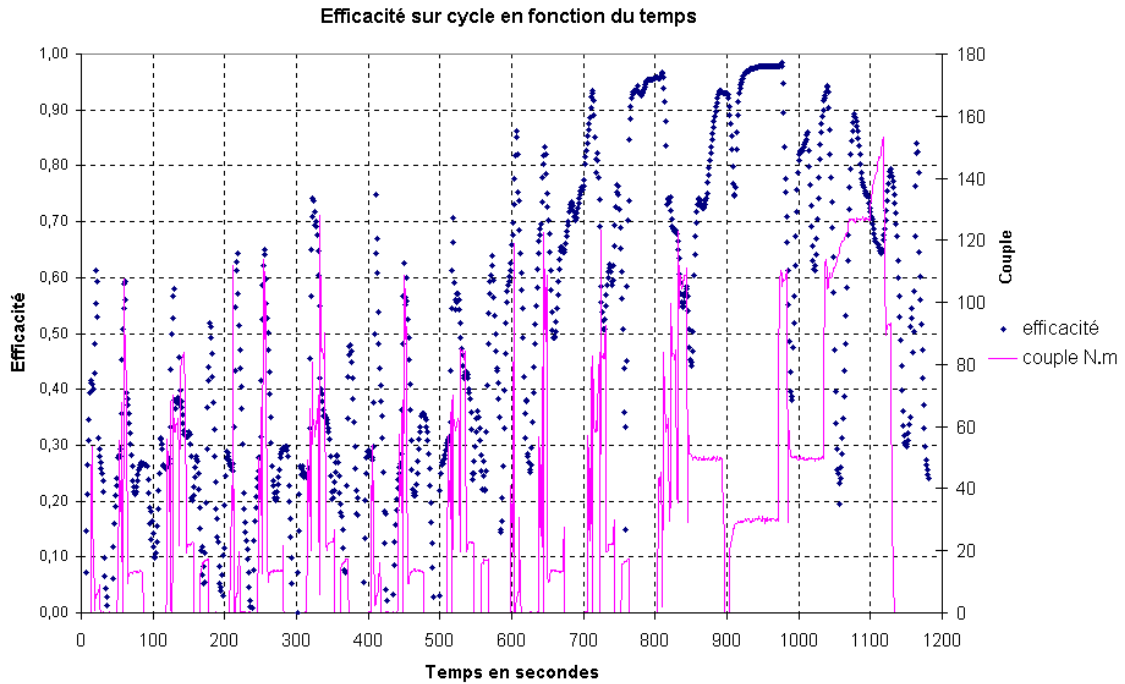


Figure n°112 : efficacité numérique instantanée de filtration à 2J/L : l'efficacité totale pondérée sur cycle est de 55%, la surconsommation carburant estimée de 1,4%.

La figure n°112 montre une efficacité de filtration toujours très faible sur une grande partie du cycle testé, dont la cause est toujours clairement le dépôt des suies sur les céramiques. La tension d'alimentation est toujours trop basse pour entretenir l'effet couronne en continu, et les seules phases où l'efficacité est acceptable correspondent aux moments où la tension se rapproche de la tension mesurée sans particules à la même puissance. La figure n°113 montre les tensions comparées avec et sans particules dans la zone d'efficacité convenable de la figure 112 (entre 500 et 1200 secondes).

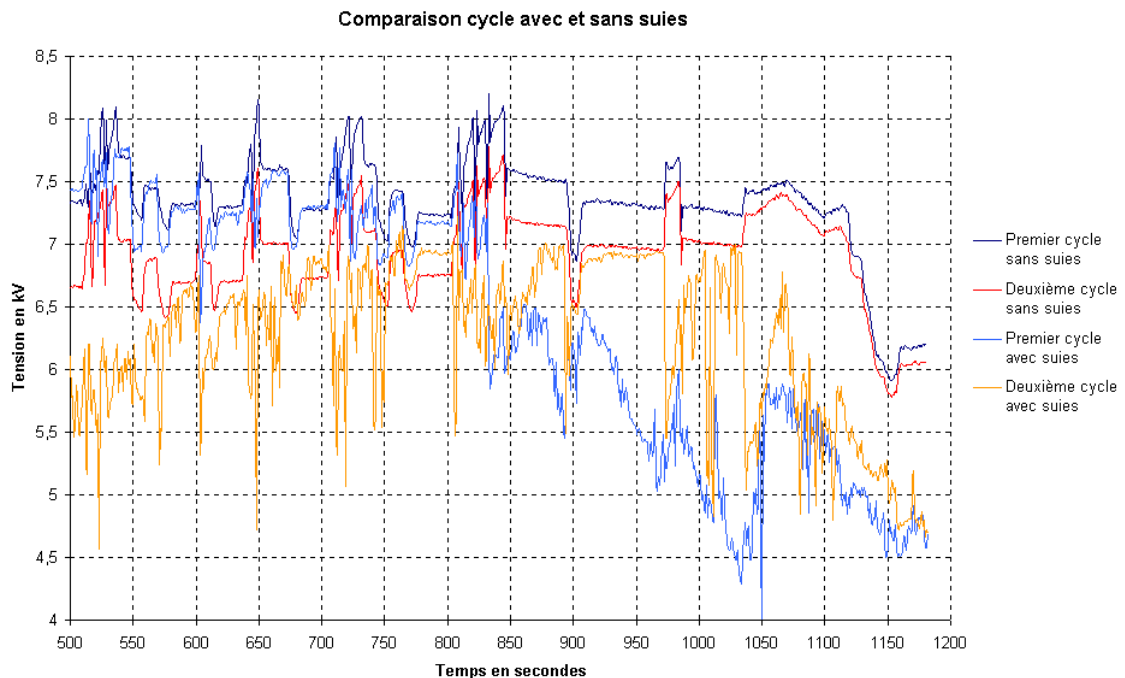


Figure n°113 : tension mesurée à 2 J/L imposés avec et sans suies. L'essai de comparaison a été réalisé avec l'agglomérateur en aval d'un filtre à particules.

La figure n°113 montre deux choses intéressantes. Premièrement lors du premier cycle (comparer les courbes bleues), où les céramiques isolantes sont encore propres, la tension appliquée à

l'agglomérateur est presque en tout point semblable à la tension appliquée lorsque qu'un filtre à particules est placé devant, ce qui montre clairement que les suies en phase dispersée n'ont aucune influence sur la décharge et donc que la charge espace particulaire est négligeable. Deuxièmement, l'efficacité est complètement corrélée avec la tension de la couronne (se référencer en parallèle à la figure 112 à des temps identiques), ce qui est assez logique. Il est également possible de voir que dans la zone de bonne efficacité, tout pic de débit et donc de suies (correspondant dans l'essai après filtre à particule à un saut de tension) entraîne une chute de la tension et donc de l'efficacité (comparer les courbes oranges). Nous mettons donc bien en évidence l'influence délétère des suies sur l'isolation électrique. Il est surprenant de constater que lorsque l'efficacité est très faible, le contraire s'applique (Figure n°112 de 0 à 600 secondes). Ceci peut s'expliquer par le soufflage des décharges parasites par le gaz ou le soufflage du dépôt de suies par le pic de débit. La seule certitude est que la baisse d'efficacité avec les pics de débit n'est pas due à un retard d'application de l'énergie volumique lors de la régulation, puisque celle-ci reste constante lors de la mesure, mais bien au ratio de cette énergie utilisé par la couronne.

Poursuivant nos conclusions, pour avoir une quantité acceptable d'énergie injectée dans la couronne, il faut encore augmenter l'énergie volumique, afin de maintenir une tension convenable tout au long du cycle. La figure n°114 montre l'efficacité de filtration obtenue pour une énergie volumique de 4 J/L.

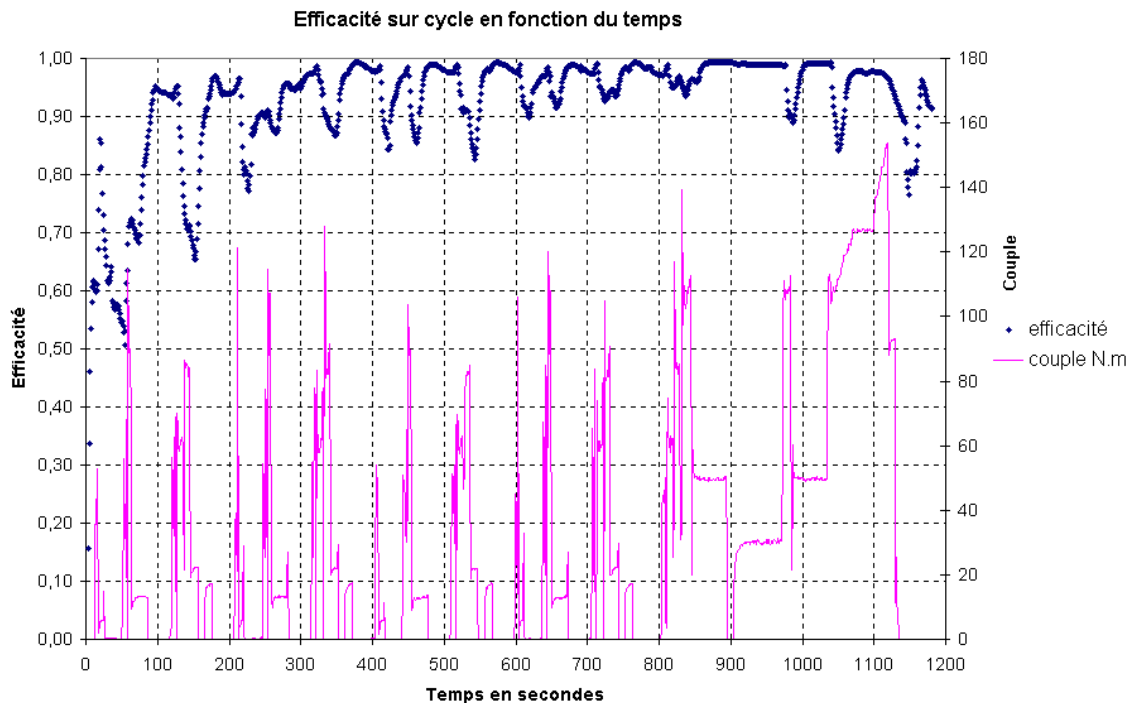


Figure n°114 : efficacité numérique instantanée de filtration à 4J/L : l'efficacité totale pondérée sur cycle est de 92%, la surconsommation carburant estimée de 2,6%.

La figure n°114 montre enfin des efficacités convenables sur cycle, avec une tension systématiquement supérieure à la tension d'ionisation du gaz dans l'espace inter-électrodes. Il est toujours possible d'observer une chute de tension à chaque pointe de débit, malgré une énergie volumique constante, ce qui laisse penser que là encore le flux de suie sur les céramiques consomme une énergie non négligeable. Nous pouvons voir également ce qui sera une constante dans tous les essais : le passage du cycle péri-urbain est toujours problématique (début du cycle correspondant à la fin du cycle précédent et toute fin du cycle). Les hautes températures rencontrées entraînent en effet un abaissement de la tension qui aggrave encore l'effet des suies, puisque la tension n'est plus suffisante pour amorcer des décharges de surface et nettoyer rapidement les céramiques. L'encrassement des isolants est donc d'autant plus critique que la température est élevée. Les efficacités sont particulièrement élevées sur les points dont le débit est stable ou faible. La stratégie d'alimentation à énergie volumique constante est donc tout à fait valable pour l'alimentation de l'agglomérateur.

Le but final de tous ces essais est de trouver les meilleures stratégies d'alimentation, c'est à dire entraînant les meilleures efficacités et les consommations de carburant minimales. Comme les

céramiques s'encrassent naturellement et continuellement, l'idée nous est venue de tenter de récupérer un état de surface acceptable pendant les phases de ralenti, quand le débit de suie est minimal, en maintenant un courant de décharge de fond comme nous l'avons expliqué avant.

Finalement cette stratégie s'est avérée très décevante, dans la mesure où il semble que l'état de surface soit récupéré plus facilement en laissant le courant varier. Nous en avons déduit que le dépôt de suie pouvait être soufflé plus facilement par les pics de débit dans la mesure où celui-ci n'est pas collé aux céramiques par effet de charge induit par le courant (force coulombienne et force image).

La figure n°115 montre l'efficacité de filtration rapportée à la surconsommation de carburant estimée, en fonction des stratégies d'alimentation électrique.

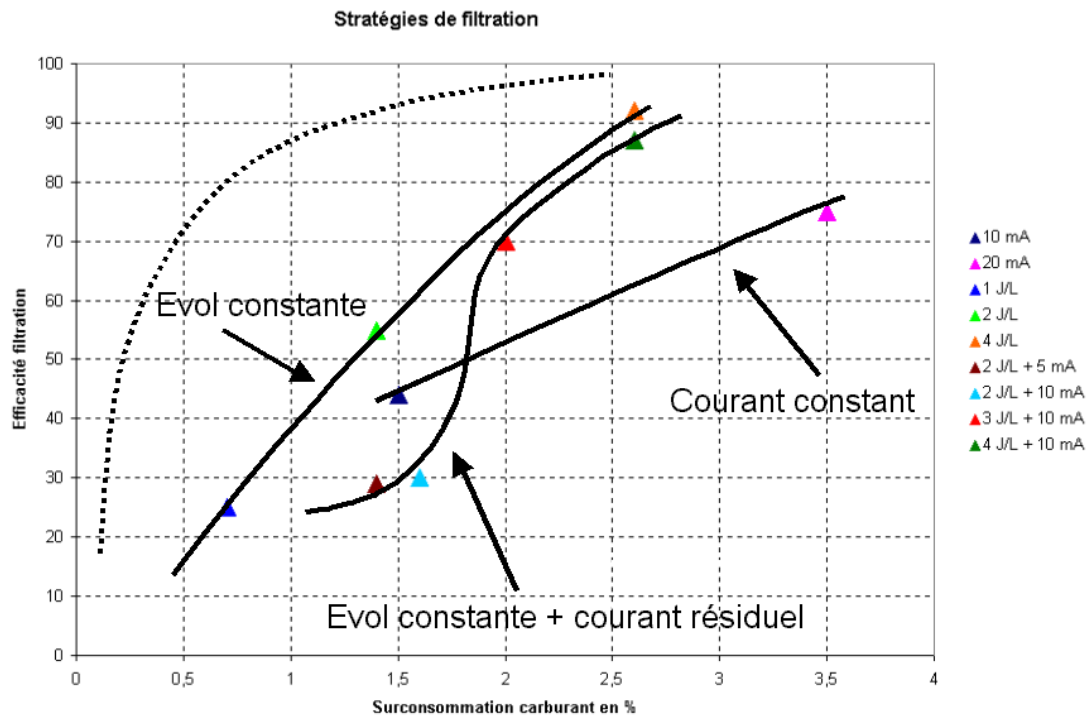
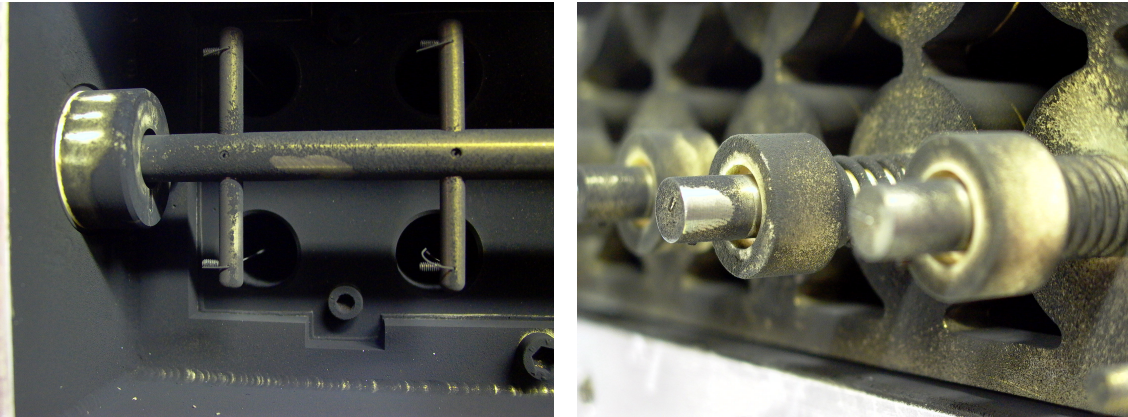


Figure n°115 : comparaison des stratégies de filtration sur un graphique efficacité = $f(\text{surconsommation})$. Les courbes pleines correspondent aux mesures, la courbe pointillée correspond à ce que l'on aimerait avoir sans particules (courbe figure n°75) et bien sûr l'idéal est de se situer le plus en haut à gauche du graphique.

La figure n°115 montre que la stratégie à énergie volumique constante est la meilleure en présence d'un encrassement par les suies. Nous estimons qu'au moins 50% de l'énergie électrique est perdue dans les décharges et la conduction de surface, ce qui signifie que nous pouvons sans peine viser 90% d'efficacité avec moins de 1% de surconsommation en apportant une protection convenable aux isolants électriques. Abordons maintenant les modifications effectuées sur l'agglomérateur pour éviter l'encrassement par les suies.

6.6. Modifications effectuées

Les céramiques isolantes sont directement plongées dans l'écoulement, et les lignes de champ électrique agissent sur les particules chargées pour venir les plaquer contre les céramiques. Il semble que le phénomène soit autant passif qu'actif. Les figures 116a et 116b montrent l'état des céramiques isolantes après une série de 3 cycles et un décrassage électrique.



Figures n°116a et 116b : céramiques en entrée de l'agglomérateur et en sortie. Les céramiques, et en particulier celles situées à l'amont, sont recouvertes d'une importante couche de suies. Les zones blanches sont les zones nettoyées par les décharges de surface.

La protection des céramiques isolantes des électrofiltres dans une atmosphère chargée en particules conductrices (particules d'acide sulfurique et suies) est courante dans l'industrie et les solutions apportées sont les suivantes [10] :

- déport des isolants céramiques dans des zones mortes hors de l'écoulement principal (cellules isolées de l'écoulement) ;
- injection d'un petit flux d'air dans les cellules pour éviter la pénétration du gaz chargé ;
- chauffage des isolants dans le cas d'un gaz chargé en espèces condensables.

Le déport des céramiques permet de limiter la montée en température des isolants, qui au-delà de 300°C commence à perdre leur diélectricité, et d'éviter au flux de gaz chargé de passer directement sur les isolants. L'injection d'un petit flux d'air propre augmente encore la protection, dans la mesure où la cellule est alors mise en surpression. Notre cas est légèrement différent de la problématique industrielle. Pour des raisons de faisabilité et de coût, le chauffage des céramiques est irréalisable, et l'adjonction d'un petit flux d'air paraît compliquée (à moins de déporter une partie du flux de gaz en aval du compresseur (turbo), débit non disponible au démarrage du véhicule, au moment où il est critique). Nous préférons donc privilégier l'approche passive, c'est à dire l'isolation des céramiques dans des cellules de protection. Cette modification avait été tentée très tôt, dès le prototype n°2, mais sans succès, pour des raisons que nous avons comprises plus tard.

En effet, contrairement au cas industriel, nous avons un processus de nettoyage naturel des céramiques, ce qui implique deux choses :

- nous pouvons tolérer un encrassement partiel des isolants, du moment que celui-ci ne dépasse pas une valeur critique, dans la mesure où il y'a une compétition entre déposition et combustion par effet couronne ;
- l'encrassement partiel signifie qu'il y a un gradient de potentiel sur les céramiques, et que les parois des cellules en protection passive ne doivent jamais être plus proches des isolants que la distance inter-électrodes, sinon il y'a un risque d'arc électrique et de court-circuit. Pour simplifier, il faut considérer que toute la surface des céramiques est reliée à la haute tension, ce qui est potentiellement le cas.

La figure n°117 illustre la méthode de protection appliquée au prototype n°3.

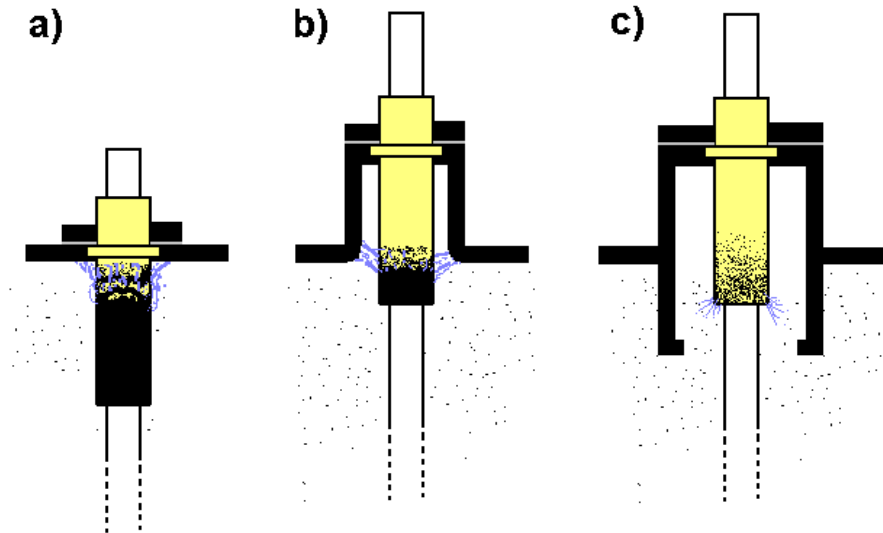
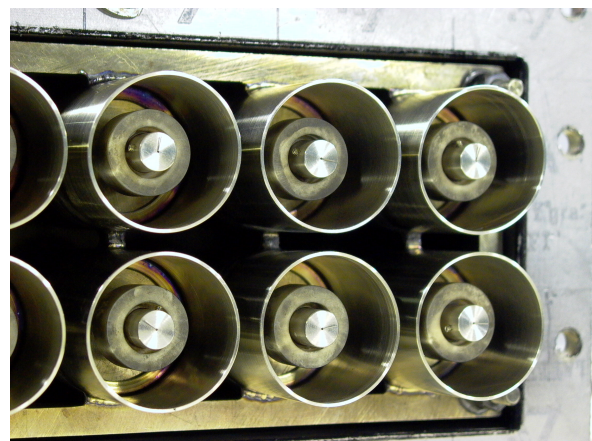
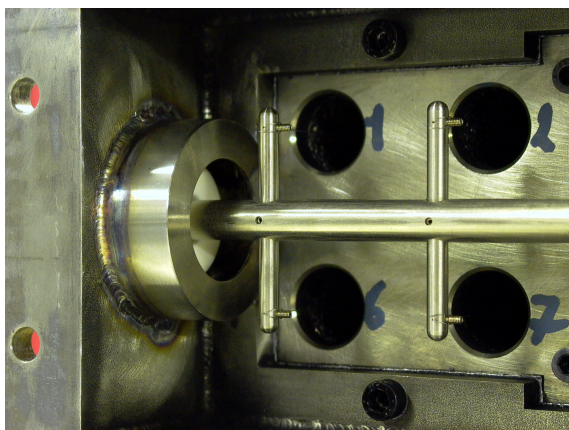


Figure n°117 : a) mode d'insertion des isolants sans protection (prototype n°1). b) Mode d'insertion des isolants modifié prototype n°2. c) Mode d'insertion des isolants déporté (prototype n°3).

Commentons les 3 cas de la figure 117. En a) une vue des isolants céramiques non protégés, où le dépôt de suies entraîne une conduction entre l'enveloppe métallique reliée à la masse et l'électrode haute tension. La céramique isolante est rapidement couverte de suie et très exposée au flux de gaz et aux variations de température. L'effet couronne nettoie naturellement la céramique sur une courte distance. Ce système d'isolation sera utilisé nativement dans les prototypes n°1, 2 et 3. En b) un mode de protection des céramiques utilisé sur le prototype n°2, où la distance entre les parois de la cellule métallique et l'isolant céramique n'est pas assez importante : des arcs électriques et des streamers relient continuellement la céramique et la paroi de la cellule dès que la céramique est suffisamment encrassée pour que le dépôt devienne conducteur. Electriquement on ne constate aucune amélioration par rapport au cas a). En c) un système d'isolation testé initialement sur le prototype 2, mais sur un seul point d'isolation : comme des problèmes électriques survenaient à d'autres endroits, nous n'avons pas vu d'amélioration bien que la céramique reste dans ce cas exempte de dépôts. Suite aux problèmes rencontrés sur le prototype n°3, nous avons décidé de généraliser ce montage à tous les points d'isolation. Le dimensionnement a été réalisé au LOCIE à l'aide d'un logiciel de DAO-CAO. Les figures 118a et 118b montrent le montage réalisé sur le prototype n°3, et sont l'équivalent des figures 116a et 116b :



Figures n°118a et 118b : modifications apportées aux isolants céramiques en amont (image de gauche) et en aval des matrices filtrantes (image de droite) pour éviter le dépôt des suies.

La figure n°119 montre le montage en entrée du dispositif d'agglomération et en coupe, avec en couleur les modifications effectuées pour éviter le dépôt des suies diesel sur les parties isolantes du dispositif.

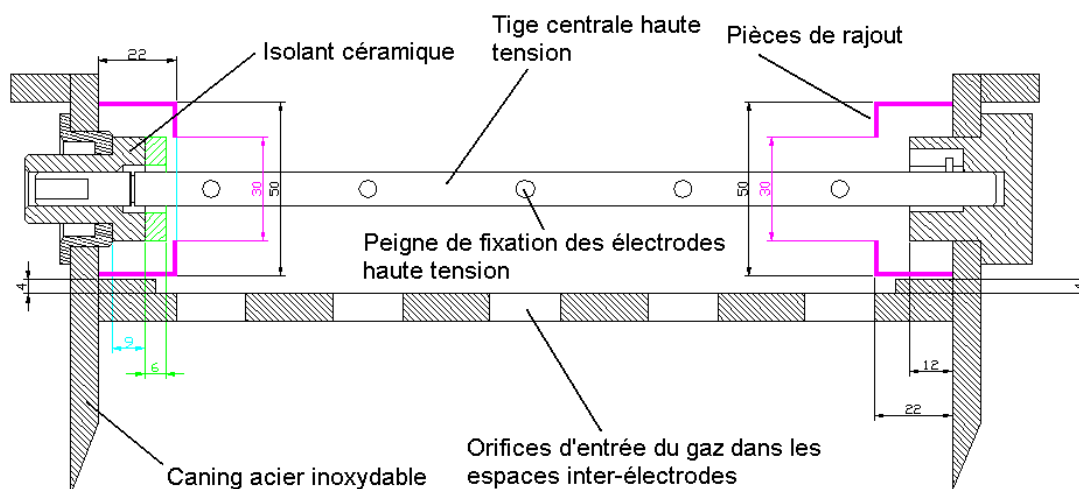


Figure n°119 : Montage de la haute tension en avant des matrices d'agglomération, vue en coupe. Les céramiques sont usinées de manière à laisser un petit espace entre la tige centrale et le corps de la céramique, afin de laisser une zone morte dans lequel les suies ne se déposent pas. Cette modification s'avérant insuffisante, des améliorations sont prévues : en violet le rajout de chemises en acier autour des isolants, en vert le rabotage d'une céramique pour respecter les distances de claquage électrique.

La figure n°120 permet de voir les premières tendances de la campagne de validation des modifications des figures 118a et 118b sur les 16 points de validation du G9T600, dont l'exploitation des résultats est en cours à l'heure actuelle. Cette figure est à comparer avec la figure n°98.

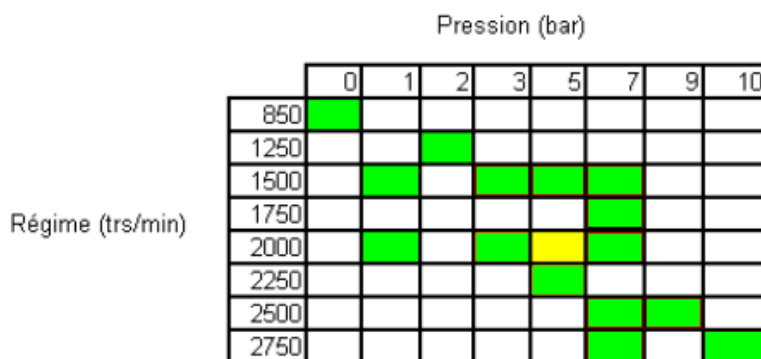


Figure n°120 : essais réalisés sans problèmes en vert et avec un léger problème d'encrassement en jaune.

La figure n°120 montre que les modifications ont résolu la plupart des problèmes électriques liés aux suies. La chute de tension liée aux démarrages à froid est de plus un peu moins importante. Nous avons donc résolu le principal problème technique rencontré avec ce procédé à l'aide de règles de dimensionnement non évoquées dans la littérature technique, applicable à tous les procédés de décharge couronne dans les gaz d'échappement.

7. Conclusion sur les essais d'efficacité

Les essais sur points stabilisés ont définitivement invalidé l'utilisation de la tension positive pour la filtration des particules diesel, à cause de sa trop forte instabilité et de la faible tolérance à l'encrassement des isolants céramiques. La question de l'ozone, généré préférentiellement en tension négative, ne nous paraît pas poser de problèmes, car les cinétiques de destruction sont très rapides aux températures de travail. Lorsque les gaz d'échappement sont froids (cas du démarrage, où le catalyseur d'oxydation n'est pas actif), la concentration des composés réducteurs est très élevée (imbrûlés) et la destruction de l'ozone par combinaison avec ces composés doit être également assez rapide.

Le prototype n°2 a permis de montrer que l'agglomérateur électrostatique pouvait travailler à très faible temps de séjour (10 millisecondes en moyenne) avec des efficacités importantes et des

consommations énergétiques réduites. De plus les particules relarguées sont soit trop peu nombreuses pour être mesurables, soit trop grosses pour être échantillonnées correctement par les systèmes de comptage des particules, ce qui dans les deux cas correspond à une très forte diminution de la toxicité des gaz d'échappement due à la phase particulaire.

Nous avons également mis en évidence une très faible influence du matériau filtrant des matrices testées sur l'efficacité de filtration. La contrainte sur les matrices vient donc plutôt de la constitution mécanique de celle-ci, qui doit être à toute épreuve à cause des contraintes thermiques et mécaniques sur la ligne d'échappement.

La géométrie du système en terme de dimensions et de matériaux de la matrice filtrante est maintenant fixée. Enfin le développement d'un modèle mathématique a permis de vérifier les tendances mesurées et de les confirmer. Seul le saut d'efficacité dû à la polarité négative n'est pas complètement expliqué.

Les essais sur cycle ont montré que l'on pouvait viser de manière réaliste l'objectif de 90% d'efficacité numérique pour 1% de surconsommation carburant (1 J/L est équivalent sur cycle à 0,7-0,9 % de surconsommation, suivant les rendements pris en compte) avec la réserve que la protection des céramiques est le point noir du dispositif, en particulier lors du démarrage sur cycle et des bouffées de suie produites par le moteur.

Cependant ce prototype s'est avéré très fiable et très facile à piloter de manière automatique à partir de paramètres simples à mesurer. Nous pensons donc que ce procédé garde une très forte potentialité pour la réduction en nombre des particules à l'échappement. Reste à savoir ce qui est réellement relargué par le dispositif.

8. Bibliographie

- [10] Applied Electrostatic Precipitation. Edité par K.R. Parker, Publié par Blackie Academic and Professional, 1997.
- [16] Contribution à l'étude d'un réacteur de transformation gaz-particules par une décharge électrique à effet couronne : application à l'épuration des composés iodés volatils radioactifs. Ducret, thèse INP-ENSM-ESIGEC, 1992.
- [17] Recent advancements in the physical modelling of electrostatic precipitators. Gallimberti, Journal of Electrostatics Vol 43, pages 219-247, 1998.
- [22] L'arc électrique et ses applications Tome 1. Editions du CNRS, Club EDF arc électrique, 1984.
- [47] Filtration des particules de suie issues des moteurs à mélange pauvre par matrice fibreuse associée à un champ électrique. Raphaël Boichot, Diplôme d'Etude Approfondie de Génie des Procédés Option Génie de l'environnement, ESIGEC 2002.
- [73] Contribution à la maîtrise particulière de l'air des stations du métro parisien. Sandra Pillot Tokarek, Thèse de l'Université de Savoie, ESIGEC, 2003.

Chapitre VII : Relargage des particules, caractérisation des amas

1. Introduction

Devant des essais de pesée non concluants et des quantités de suies retenues peu cohérentes avec les efficacités mesurées, nous avons rapidement compris que le procédé d'électrofiltre à électrode poreuse ne retenait qu'une quantité réduite des particules traitées et que la plupart de la masse était convertie en gros amas dendritiques. La détermination de leur granulométrie nous a posé beaucoup de problème et laisse encore la place à quelques interrogations. Que ce soit avec l'ELPI ou le SMPS, nous n'avons jamais mis en évidence de manière formelle de mode de relargage. Les mesures au SMPS sont trop limitées en diamètre de mobilité pour pouvoir caractériser de gros amas et les mesures ELPI n'ont pas montré de vrai pic de relargage, malgré les diamètres aérodynamiques élevés mesurés. Tout au plus peut-on voir avec cet appareil une baisse d'efficacité de filtration sur les grosses particules aux fortes vitesses, ce qui laisse penser que l'on commence à voir le début d'un mode de relargage.

Nous avons donc mis au point une méthode originale de caractérisation des aérosols relargués très inspirés de nos lectures sur la nature fractale des aérosols. Comme nous allons le voir, la méthode de caractérisation de la taille des amas est extrêmement longue, et les essais seront limités au strict minimum permettant de calibrer un modèle de relargage (annexe J) intégré au modèle de filtration des particules.

2. Matériel et méthode

2.1. Sur points stabilisés

La méthode utilisée sera la comparaison entre le diamètre aérodynamique des particules rejetées par l'agglomérateur, et leur diamètre réel apparent mesuré par analyse d'images au microscope électronique à balayage. Nous sommes conscients des limitations de la méthode concernant les dimensions fractales supérieures à 2, mais cette méthode permettra déjà d'avoir une idée de ce que rejette l'agglomérateur.

Nous utiliserons une méthode par impacteur d'Andersen pour recueillir les particules sur des supports en fibres de verre. L'hypothèse sera faite que la calibration du diamètre aérodynamique recueilli par plateau sur les impacteurs est toujours bonne malgré la température moyenne de l'impacteur lors des essais (50°C) supérieure à la température de calibration (20°C). De plus nous n'avons pas de moyen de re-calibrer ces plateaux en fonction de la température. Nous évaluons à 10% le glissement potentiel de diamètre aérodynamique dû à la température. Ce glissement a tendance à donner des diamètres aérodynamiques plus petits que leur valeur réelle, nous savons donc que nos amas ont en réalité un diamètre aérodynamique légèrement supérieur.

Nous ferons une mesure amont et 3 mesures aval sur le même point moteur (moteur monocylindre), à savoir un point 3000 tours 25% charge, dont le niveau de fumée se situe autour de 10 mg/m³, et des débits traités par l'agglomérateur de 8, 15 et 25 kg/h. La température est maintenue à 200°C pendant la filtration. La matrice utilisée est une matrice 20-30 80% 0,23 mm, le courant de décharge est de 1000 µA, la tension de décharge de 7,9 kV (positif). Les impacteurs sont chauffés avant l'essai pour éviter que l'eau ne se condense dans ceux-ci au tout début de la manipulation.

L'essai se déroule comme suit :

- mise en température du système (ligne d'échappement et agglomérateur) et filtration électrostatique pendant une heure sans prélèvement pour que le régime stationnaire de relargage soit atteint. Pendant ce temps les impacteurs assemblés sont mis à l'étuve à 125°C pendant une heure.

- Installation des impacteurs puis mise en route simultanée des deux pompes de mise en dépression pendant deux heures. Les tubes de prélèvement sont les plus courts possible et avec le rayon de courbure le plus grand possible pour éviter les dépôts de particules.
- Le prélèvement est arrêté puis les impacteurs sont mis à l'étuve pendant 2 heures à 125°C, pour éliminer la fraction condensable aqueuse et stabiliser ainsi les suies.
- Les impacteurs sont refroidis et immédiatement après une petite portion de chaque support de prélèvement est fixé sur une platine de microscope électronique.
- L'échantillon est analysé dès que possible.

Il est important de noter que nous avons tenté de peser les étages avant et après filtration, mais la très forte proportion de condensables hydrocarbonés dans les gaz d'échappement du monocylindre n'a pas permis d'avoir des pesées cohérentes (le poids déposé dépend du temps d'étuvage des impacteurs après essai, et les premiers étages qui ne fixent quasiment pas de suies sont les plus lourds parce que les plus exposés à la condensation...).

Cette méthode, par l'absence de pesées, ne permettra pas de donner une granulométrie massique fiable. De plus, comme le dépôt sur les impacteurs forme des petits tas, nous ne pouvons caractériser que les particules en périphérie de ces tas. La figure n°121 illustre ce phénomène.

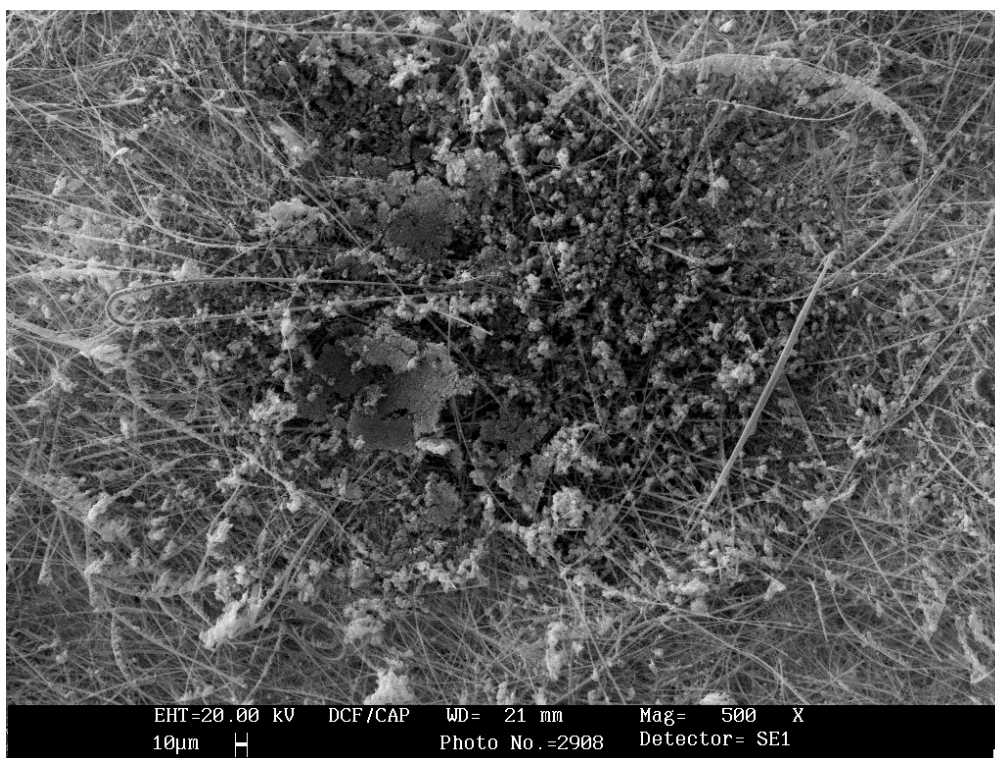


Figure n°121 : tas formé sous la buse d'un étage d'impacteur : les particules situées au centre du tas sont impossibles à caractériser en terme de taille.

La solution aurait pu être de ne traiter qu'une petite quantité de gaz d'échappement dans les impacteurs, mais il ne faut pas oublier deux points :

- Les essais ont été réalisés aussi dans le but d'avoir une pesée non négligeable ;
- traiter une petite quantité de gaz d'échappement peut conduire à ne pas prélever de grosses particules en nombre suffisant pour mettre en évidence un quelconque relargage.

Les granulométries données par la suite sont donc les granulométries des particules comptées, la granulométrie réelle pouvant notablement varier à cause de l'effet de masquage des suies sur certains plateaux impossibles à intégrer. Faute de mieux cet essai permet au moins de mettre en évidence le relargage de particules microniques et le mode principal approximatif.

Par contre nous pouvons accéder sans biais à une mesure importante : la masse volumique des suies en fonction de leur taille. En effet, nous savons que les particules déposées sur un plateau ont sensiblement le même diamètre aérodynamique. Le dépôt des particules dans un impacteur est corrélé à un paramètre d'impaction inertiel (d'après la notice de l'appareil) :

$$K = \frac{C_c \cdot U \cdot \rho_{app} \cdot d_p^2}{18 \cdot \eta \cdot d_c} = \frac{C_c \cdot U \cdot \rho_{p,0} \cdot d_{ae}^2}{18 \cdot \eta \cdot d_c} \quad (166)$$

Avec U la vitesse du gaz dans la buse de l'impacteur et d_c le diamètre de cette buse. A une efficacité de capture de 50% sur le diamètre aérodynamique correspond une valeur de K de 0,14. En simplifiant, si l'on se place dans les mêmes conditions que la calibration, il est possible d'exprimer la masse volumique réelle d'une particule en fonction de son diamètre aérodynamique et de sa taille réelle observée :

$$\rho_{app} = \rho_{p,0} \cdot \frac{d_{ae}^2}{d_p^2} \quad (167)$$

La taille réelle de la particule (d_p) est mesurée sur des photographies des champs d'impaction, en faisant la moyenne de deux longueurs caractéristiques de la particule (généralement la plus petite et la plus grande longueur). Comme le support d'impaction est constitué de fibres de verre ayant une structure 3D assez développée, nous faisons l'hypothèse que les particules n'ont pas d'orientations privilégiées à cause du support, comme par exemple une tendance à se déposer sur leur plus grande surface, ce qui tendrait à augmenter leur volume apparent mesuré. A partir de la mesure du diamètre réel approché et de la connaissance du diamètre aérodynamique du plateau, nous pouvons calculer la masse volumique réelle de la particule. Nous pouvons ensuite classer les particules comptées par classe de taille pour obtenir une estimation de la granulométrie de l'aérosol sortant de l'agglomérateur.

2.2. Sur cycle

Les mesures sur cycle ont permis de mesurer de manière optique la taille et la dynamique de relargage des amas. Comme nous l'avons expliqué précédemment, le prélèvement se fait dans l'axe de l'écoulement, mais comme le PCS fonctionne à débit fixe (1 L/min), le prélèvement ne sera pas iso cinétique. Le gaz d'échappement n'est pas dilué étant donné le très faible nombre de particules attendu.

Le PCS permet de donner la granulométrie d'un aérosol sur une période d'échantillonnage donné, entre 0,2 et 20 μm ou entre 0,4 et 40 μm , par une méthode optique, étalonnée sur des sphères compactes. Lors de mesures préliminaires, nous avons rapidement constaté que le PCS donnait des mesures de taille inexploitable : quel que soit le débit de gaz traité, le PCS donne la même taille moyenne de particule, autour de 2 μm . Par contre l'analyse séquentielle montre que les particules sont comptées par paquets de 4 ou 5 simultanément. Ceci laisse penser que la mesure en taille des amas dendritiques par méthode optique est inadaptée, mais que le PCS « voit » quand même les sous-unités des amas et les amas eux-même (a moins que les amas décrochés ne se disloquent dans l'écoulement), sans pouvoir remonter à leur taille réelle de manière satisfaisante (vu la nature des particules diesel, le contraire aurait été douteux). Le PCS sera donc utilisé en mode comptage séquentiel, avec une fréquence de 1 Hz. Ceci permettra de faire correspondre les mesures PCS des particules comptées aux secondes du cycle NEDC et aux mesures ELPI et de mettre en évidence la dynamique du relargage dans le temps.

3. Résultats sur points stabilisés

La figure n°122 montre un champ de comptage des particules pour l'essai à 25 kg/h, et sur l'étage ayant un diamètre de coupure aérodynamique de 2,7 μm .

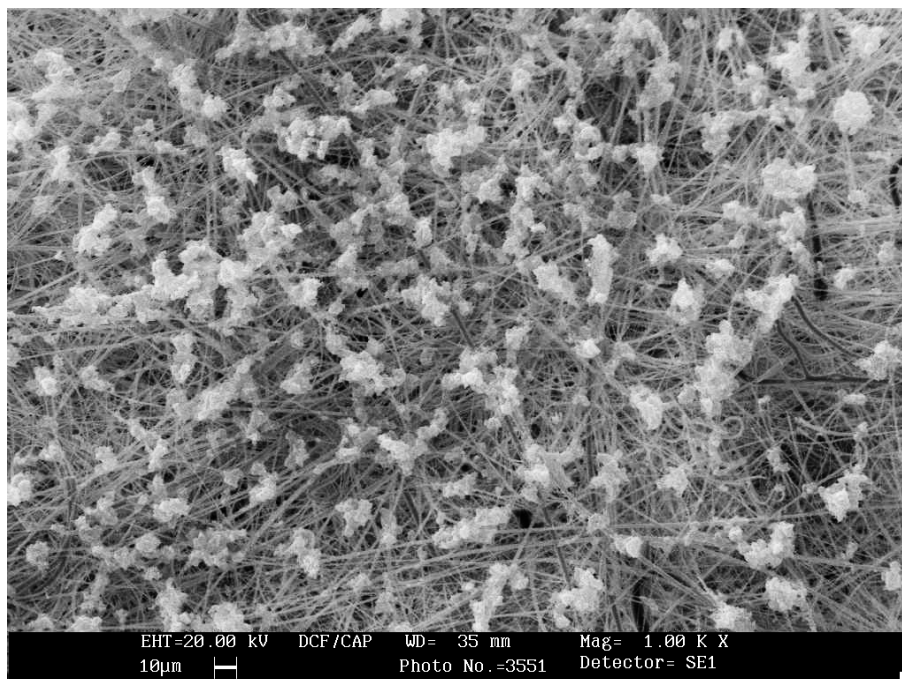


Figure n°122 : image obtenue au microscope électronique du champ d'impaction des particules diesel relarguées ayant un diamètre aérodynamique de $2,7 \mu\text{m}$. On pourra noter l'échelle au bas de la photographie.

La figure n°122 est typique des essais effectués : le diamètre aérodynamique des particules est beaucoup plus faible que leur diamètre réel et leur taille est globalement assez importante et nettement micronique. Etudions la synthèse des résultats obtenus sur les 3 débits testés, en amont et en aval de l'agglomérateur.

3.1. Masse volumique effective des particules diesel

Comme les mesures en amont de l'agglomérateur sont identiques entre les essais (le débit traité ne change en rien la composition de la phase particulaire), nous ne réaliserons qu'une mesure de ce type. La figure n°123 montre la masse volumique des particules en fonction de leur diamètre mesuré, pour l'ensemble des particules recueillies sur les plateaux des impacteurs.

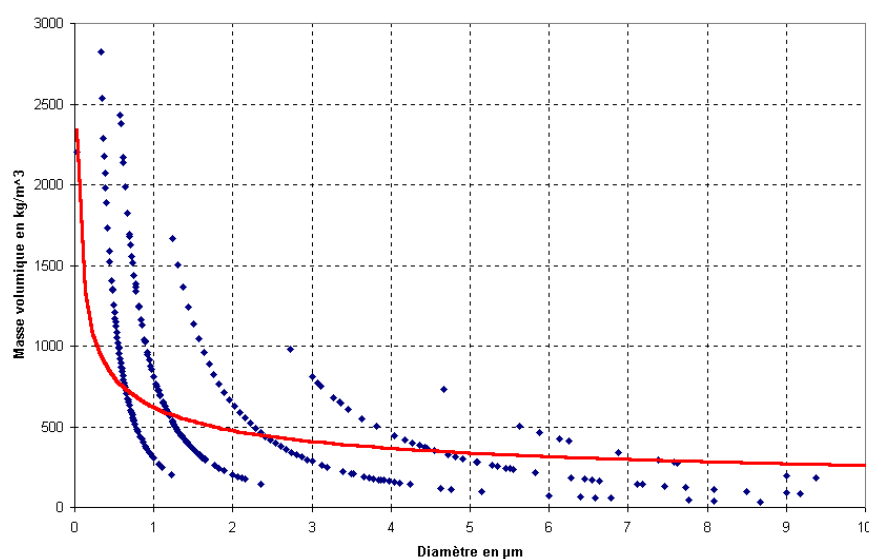


Figure n°123 : masse volumique apparente des particules recueillies en fonction de leur diamètre mesuré au microscope électronique. Les points expérimentaux sont en bleu et une régression puissance minimisant les écarts au carré est tracée en rouge. Cette courbe est forcée à passer par la masse volumique du graphite (2000 kg/m^3) pour la taille des sphérules élémentaires (30 nm). 492 particules ont été analysées.

La figure n°123 montre que l'estimation de la masse volumique amont des particules diesel dans la gamme micronique est très faible et en tout cas très éloignée des valeurs habituellement prises pour la mesure des particules diesel. Nous pouvons comparer ces résultats aux approches par dimension fractale et aux résultats expérimentaux très récents de Maricq [71]. Ceux-ci sont donnés en masse par unité de volume de mobilité. Pour avoir le diamètre apparent, Maricq conseille de prendre la relation suivante, donnant des résultats très similaires à ceux obtenus par la relation de Naumann (2002, [74]) :

$$1,4.d_m < d_p < 2.d_m \quad (168)$$

La figure n°124 montre les résultats de cet auteur, nos résultats expérimentaux et deux modélisations par la formule des dimensions fractales.

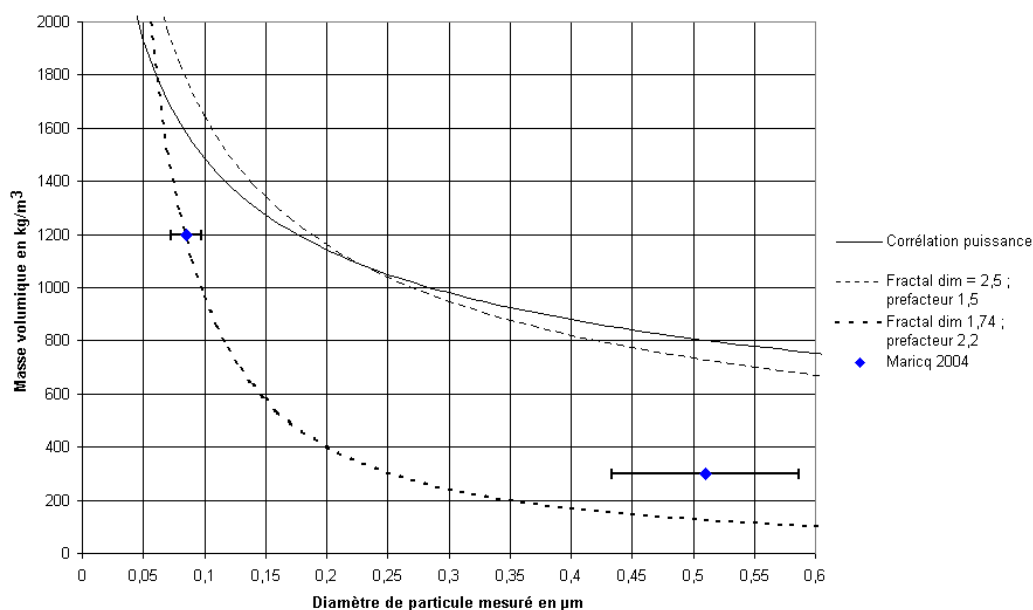


Figure n°124 : masse volumique apparente des suies diesel en fonction de leur taille apparente. En trait plein la corrélation puissance de la figure n°123, en pointillés fins un modèle avec une dimension fractale de 2,5 et un facteur pré-fractal de 2,5, en pointillés épais un modèle fractal avec les coefficients classiques de la littérature. Les points bleus sont les résultats de Maricq (2004), la dimension fractale estimée est alors de 2,3.

La figure n°124 montre que nous trouvons des dimensions fractales très différentes de la littérature (2,5 contre 1,7), mais très proches de la valeur de Maricq pour des suies diesel (2,3, en comparant le diamètre de mobilité et le diamètre aérodynamique) ou de Van Gulijk (même méthode, même valeur, [75]). Les méthodes très différentes de mesure suivant les auteurs donnent des résultats assez peu comparables, mais nous pouvons conclure que les auteurs utilisant des méthodes physiques de mesure trouvent toujours une dimension fractale des suies supérieure à 2 (bien que nous fassions appel à la photographie, c'est le cas pour nous, puisque nous analysons le diamètre aérodynamique). Les auteurs étudiant des photographiques (méthode de Brasil) trouvent quant à eux des valeurs autour de 1,7. La seule certitude est que prendre une masse volumique fixe pour les particules est une erreur, et la valeur de 1000 kg/m³ couramment utilisée surestime largement la masse volumique apparente.

Nous pensons que ces valeurs ne sont pas du tout en contradiction et qu'il est tout à fait possible que la dimension fractale des suies diesel soit variable. En effet les auteurs étudiant les photographies d'amas mesurent des petites particules, dont la taille n'excède pas 100 nm, alors que les méthodes physiques comme la notre ont tendance à ne voir que les grosses particules (> 500 nm). Comme physiquement l'agglomération aléatoire de particules conduit à une dimension fractale de 1,7, il est presque certain que la masse volumique réelle jusqu'à 200 nm suit bien la loi fractale avec une dimension de 1,7, ce qu'illustre bien le premier point de Maricq. Par contre, au-delà, où l'agglomération aléatoire diffusive des particules n'est plus bien décrite, il semble que la masse volumique stagne et suive plutôt une loi du type de celle que nous avons mis en évidence. En effet

suivre la loi fractale avec une dimension de 1,7 sur toutes les tailles conduit à des masses volumiques irréalistes pour les particules microniques. Il est par contre toujours possible que notre extrapolation sur les petits diamètres ne soit pas valable.

Il est intéressant de noter que les auteurs travaillant avec un ELPI ont toujours noté qu'en recalculant la masse théorique à partir de leur granulométrie, ils trouvent des concentrations massiques trop importantes par rapport à des méthodes par pesée. Ceci s'explique parfaitement par la masse volumique faible des plus gros amas qui entrent majoritairement dans la masse calculée.

Voyons maintenant les résultats obtenus en aval de l'agglomérateur. Les figures n°125 et 126 montrent la masse volumique mesurée des particules à 8, 15 et 25 kg/h traités.

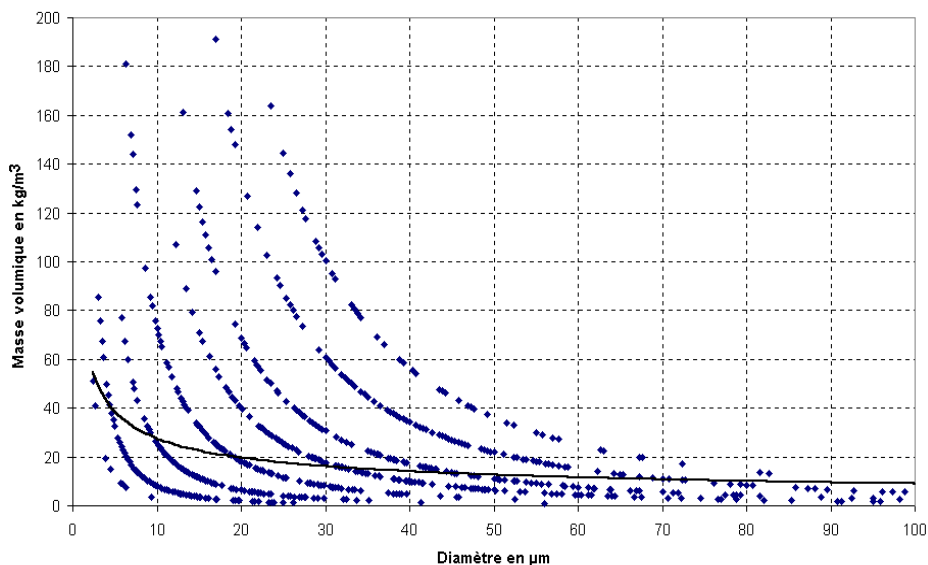


Figure n°125 : masse volumique apparente des suies relarguées par l'agglomérateur à 8 kg/h. 915 particules ont été analysées.

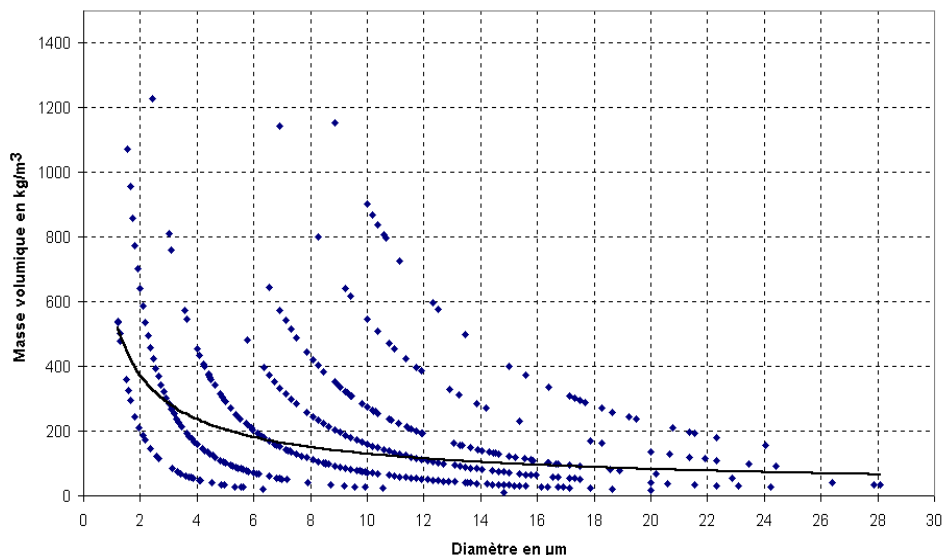


Figure n°126 : masse volumique apparente des suies relarguées par l'agglomérateur à 15 kg/h. 565 particules ont été analysées.

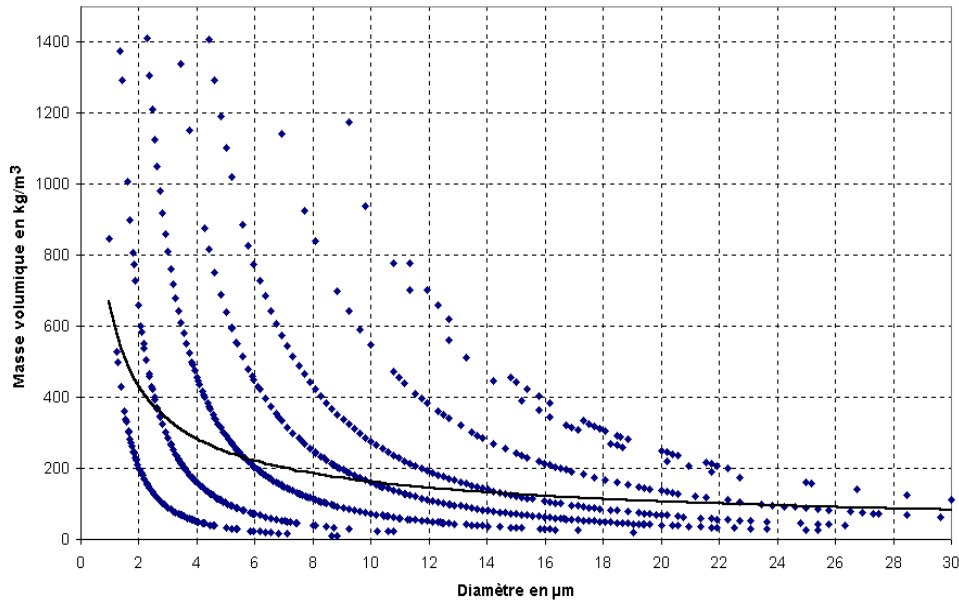


Figure n°127 : masse volumique apparente des suies relarguées par l'agglomérateur à 25 kg/h. 1881 particules ont été analysées.

Les figures n°125, 126 et 127 montrent l'ensemble des points expérimentaux obtenus en bleu et les courbes modélisées en noir (relation puissance par moindres carrés). Nous pouvons voir une grande dispersion des résultats et en particulier quelques particules ayant une masse volumique assez forte par rapport au reste des points expérimentaux. Nous attribuons ces points de très fortes masses volumiques à des particules ayant été capturées non pas par effet inertiel mais par interception du support. Néanmoins comme ces points sont peu nombreux par rapport au reste des mesures, la masse volumique des particules rejetées par l'agglomérateur reste très basse par rapport ce que l'on pourrait attendre. Ceci est particulièrement marqué sur les très faibles débits (figure n°125) où la masse volumique est toujours inférieure à 100 kg/m^3 . L'explication de cette tendance à la baisse de la masse volumique des suies rejetées pour les bas débits est la suivante : plus le débit de filtration est bas, plus les contraintes de cisaillement à la paroi sont basses et plus les structures dendritiques ont tendance à se former sans redistribution interne : la masse volumique de l'ensemble est alors très faible. Les relations liant la masse volumique à la taille des particules relarguées sont les suivantes (d_p en μm) :

$$\rho_{app} = 84.d_p^{-0,49} \quad \text{à } 8 \text{ kg/h} \quad (169)$$

$$\rho_{app} = 591.d_p^{-0,66} \quad \text{à } 15 \text{ kg/h} \quad (170)$$

$$\rho_{app} = 661.d_p^{-0,61} \quad \text{à } 25 \text{ kg/h} \quad (171)$$

Ce résultat est à mettre en relation avec les résultats de Pénicot-Bauge [76], qui ont permis de mettre en relation la taille des particules filtrées et la compacité du gâteau de particules obtenu sur support de filtration. Nous pouvons voir cette évolution sur la figure n°128. Si les grosses particules tendent à s'organiser vers des structures compactes de type sphères rangées, les particules submicroniques forment naturellement des amas dendritiques de compacité largement inférieure à 0,1. Par analogie, l'organisation des particules sur les parois des fibres de l'agglomérateur se fait de manière à peu près similaire : seule les pointes des amas dendritiques sont actives et la masse de particules croît en arborescence. C'est pourquoi la très faible masse volumique apparente des amas relargués est aisément explicable. Nos essais sont donc en parfait accord avec les résultats obtenus sur filtre passif, à ceci près que nous observons également une organisation d'autant plus compacte que le cisaillement à la paroi est élevé.

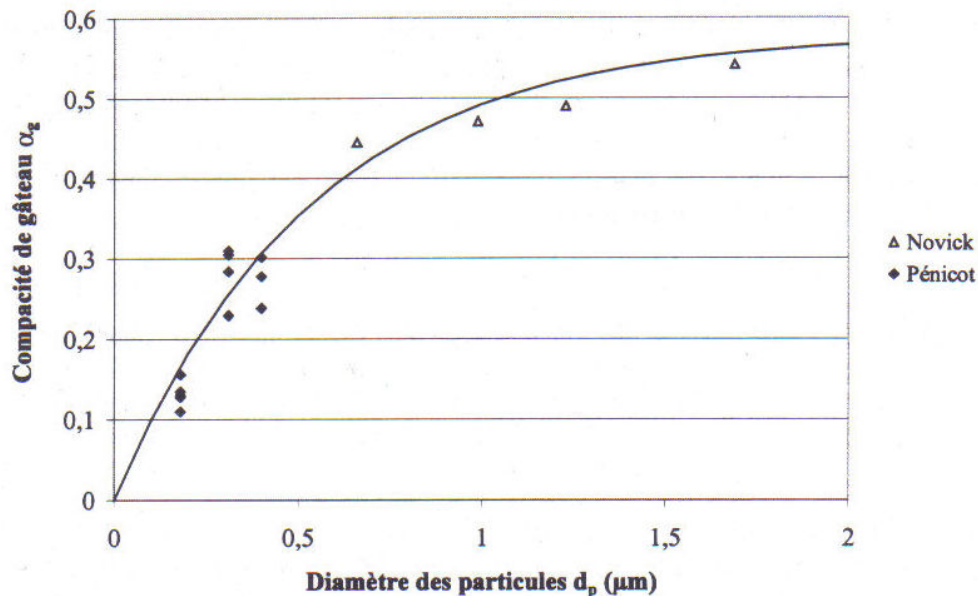


Figure n°128 : compacité d'un gâteau de particule recueilli sur filtre passif en fonction de la taille des particules filtrées. Les arrangements de très fines particules conduit à des structures dendritiques de très faible masse volumique, d'après [76].

Etudions maintenant la granulométrie des particules recueillies, avec les réserves exposées plus haut.

3.2. Granulométrie approchée

La figure n°129 montre la répartition granulométrique des particules comptées. Comme chaque fois le nombre de particules comptées n'est pas le même, les nombres par classe sont normalisés par le nombre total (fréquence) et le tout est représenté en $d(\text{fréquence})/d \log dp$.

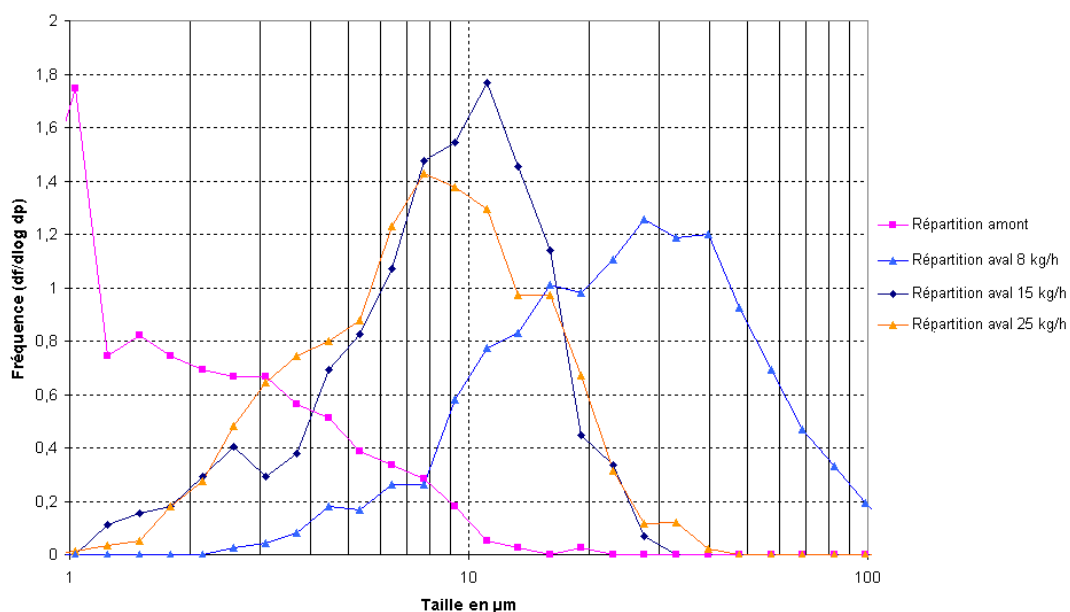


Figure n°129 : fréquence de comptage des particules en fonction de leur classe granulométrique. Ces comptage sont donnés à titre informatif et ne constituent pas une évaluation exacte de la granulométrie de l'aérosol.

La figure n°129 montre une granulométrie approchée relativement proche de ce à quoi l'on peut s'attendre : plus le débit filtré est important, moins la taille des particules relarguées est importante. Lorsque les particules sont prélevées en amont de l'agglomérateur, leur fréquence d'apparition diminue avec leur taille, puisque le pic principal se situe vers 100 nm, taille que l'on ne peut pas déterminer par comptage microscopique.

Ces résultats peuvent être mis en relation avec les résultats du modèle de relargage couplé au modèle de filtration des particules. Nous utilisons la théorie de Theerachaisupakij (annexe J). Les figures n°130 et 131 montrent les résultats du comptage couplés aux résultats de la modélisation de la filtration à 15 et 25 kg/h.

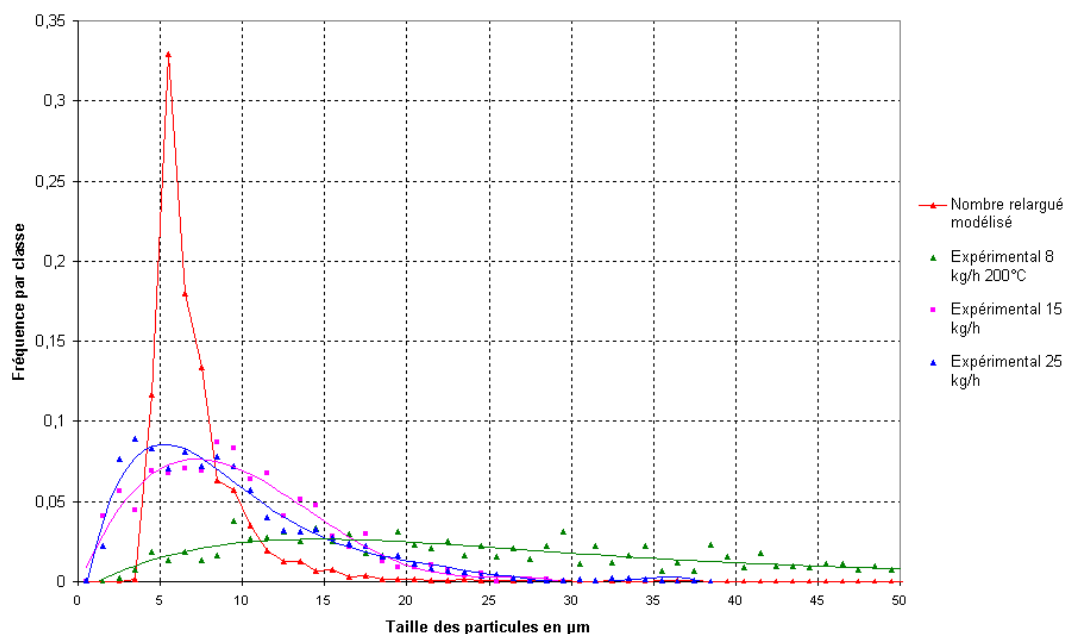


Figure n°130 : relargage prédit par le modèle d'agglomérateur et relargage expérimental mesuré à 15 kg/h et 1000 μ A de courant de décharge. La température est de 200°C.

Fréquences en nombre et en masse

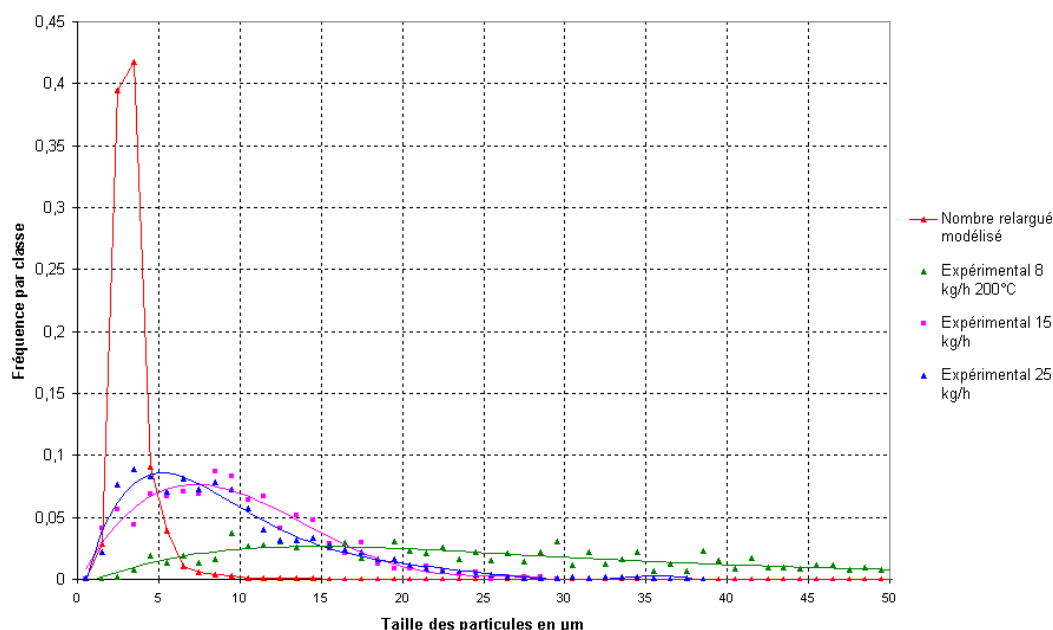


Figure n°131 : relargage prédit par le modèle d'agglomérateur et relargage expérimental mesuré à 25 kg/h et 1000 μ A de courant de décharge. La température est de 200°C.

Les figures n°130 et 131 montrent un assez bon accord entre les mesures expérimentales et ce que peut prédire le modèle mathématique et en particulier que la fraction relarguée est nettement micronique voire super micronique (l'accord est plus sur le mode de relargage que sur l'aspect de la répartition).

Nous pouvons maintenant nous poser la question de savoir pourquoi nous n'avons pas vu de pic de relargage à l'ELPI, alors que le diamètre aérodynamique des particules reentraînées est très faible. Nous allons tenter de démontrer ceci par un calcul simple, en nous basant sur des données issues de [70]. D'après Marjamäki, on peut définir P_n comme le produit de la charge d'une particule par sa probabilité de passer l'ioniseur monopolaire de l'ELPI sans être capturée (soit son nombre moyen de charges élémentaires compte tenu des pertes). La figure n°132 montre les valeurs de P_n mesurées en fonction du diamètre de ces particules (d'après [70]).

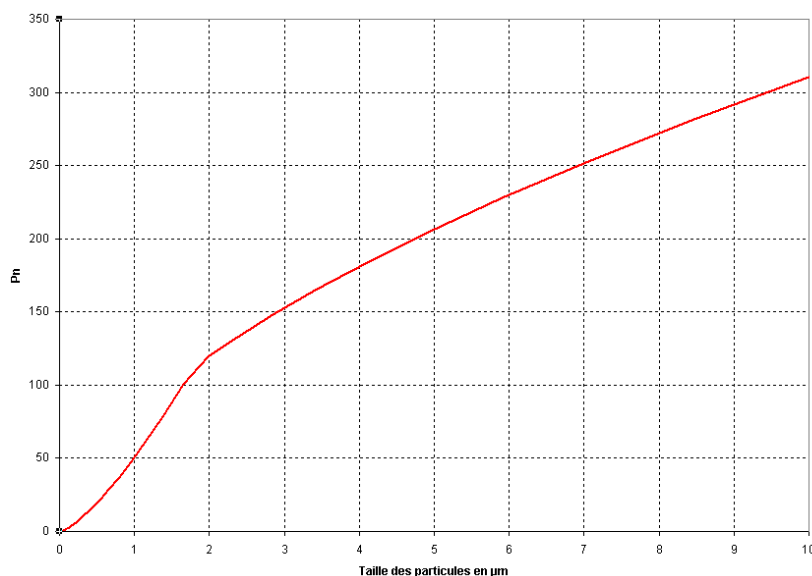


Figure n°132 : charge moyenne apportée par une particule traversant le chargeur mono polaire de l'ELPI en fonction de sa taille.

Raisonnons sur un agglomérat dense de particules de 100 nm dont la taille est de 5 µm. Si les particules de 100 nm sont considérées comme sphériques et forment un agglomérat dense (porosité = 40%), il faut $7,5 \cdot 10^4$ particules de 0,1 µm pour former une particule de 5 µm. Les $7,5 \cdot 10^4$ particules de 0,1 µm portent $1,73 \cdot 10^5$ charges, contre 204 pour la particule de 5 µm. Il est donc tout à fait possible que la mesure des grosses particules se noie dans les parasites dus à la diffusion des petites particules non filtrées sur les plateaux de collecte de fort diamètre aérodynamique. Un algorithme de correction de la diffusion est intégré aux calculs de l'ELPI, mais nous n'avons pas les détails de la méthode. Ceci est d'autant plus vrai que le diamètre aérodynamique réel des grosses particules diesel agglomérées les fait impacter sur les plateaux de faible diamètre aérodynamique où les petites particules non filtrées impactent en priorité. Ceci explique que l'on observe sur les essais seulement une légère baisse d'efficacité et non un pic de relargage.

Nous ne disposerons donc lors de notre étude que des résultats du modèle mathématique comme base de travail, à cause de la très grande difficulté d'échantillonner des particules au milieu d'autres particules plus petites de diamètre aérodynamique proche. Les essais avec les impacteurs d'Andersen ont permis de montrer qu'il y avait modification de la granulométrie de l'aérosol relargué par l'agglomérateur et également pourquoi nous n'avons pas pu observer ces particules lors des campagnes précédentes.

C'est pourquoi les mesures au PCS seront d'un grand intérêt pour obtenir des données supplémentaires sur les particules rejetées par l'agglomérateur.

4. Résultats sur cycle dynamique

Les résultats obtenus au PCS montrent une très bonne corrélation entre les particules relarguées et le débit traité par l'agglomérateur, ainsi que ses conditions de fonctionnement. Les figures n°133 et 134 montrent les particules comptées par le PCS (0,4 – 40µm) en fonction du temps sur cycle à 1 et 4 J/L.

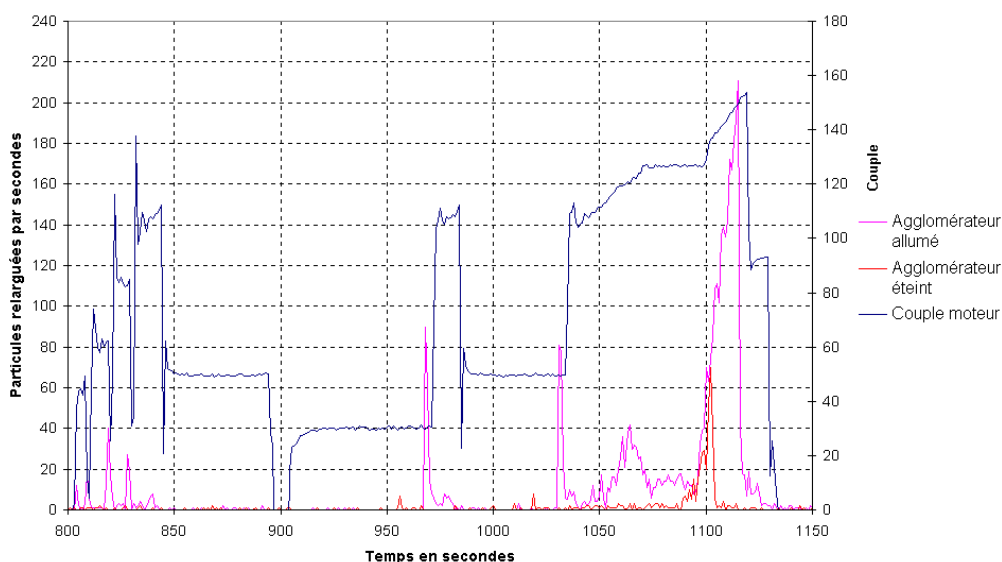


Figure n°133 : relargage des particules lorsque l'agglomérateur est allumé (courbe rose), et sur le cycle suivant, agglomérateur éteint (courbe rouge). La puissance injectée est de 4 J/L, le cycle n'est que partiellement représenté.

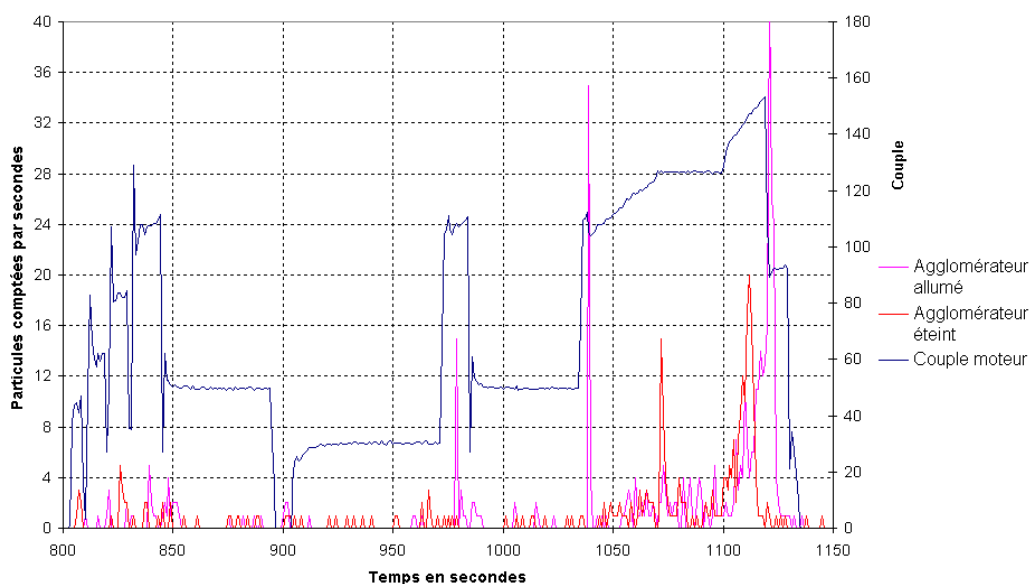


Figure n°134: relargage des particules lorsque l'agglomérateur est allumé (courbe rose), et sur le cycle suivant, agglomérateur éteint (courbe rouge). La puissance injectée est de 1 J/L, le cycle n'est que partiellement représenté.

La figure n°133 montre une très bonne corrélation temporelle entre les créneaux hauts de débit (correspondant aux fortes variations de couple sur la figure) et les bouffées de grosses particules (supérieures à $0,4 \mu\text{m}$). Lorsque l'agglomérateur est éteint, c'est à dire sur le dernier des trois cycles, on ne constate plus de relargage que sur la très forte rampe de débit entre 1000 et 1050 secondes. Ceci semble être un relargage résiduel du aux amas restant non décrochés lors du cycle précédent et aux quelques amas formés lors de ce cycle par filtration passive du support fibreux.

Nous pouvons voir sur la figure n°134, avec une puissance injectée de 1 J/L et donc une très mauvaise efficacité de filtration (fort encrassement des isolants), que le relargage de grosses particules est beaucoup moins important et se rapproche de la situation agglomérateur éteint.

Nous avons donc bien mis en évidence des phases de relargage de grosses particules phasées avec les pics de débit et les périodes de forte efficacité de filtration. Le fonctionnement sur cycle apporte une autre dimension à la compréhension des mécanismes de relargage. A faible débit les particules sont stockées puis décrochées par bouffées lors des pics de vitesse : le fonctionnement est non stationnaire. A fort débit le temps de mise en régime de l'équilibre fixation-relargage est quasi

instantané à l'échelle des variations du cycle, le nombre de particules relarguées dépend du débit traité.

Enfin un calcul de bilan en nombre entre les particules entrantes et sortantes a permis de montrer que la taille moyenne des particules relarguées devait être d'au moins 5 μm sur cycle (en faisant l'hypothèse que les particules amont de 100 nm en moyenne s'agglomèrent en sphères compactes).

5. Commentaire sur l'intérêt de l'agglomérateur en tant que mesure de traitement des gaz d'échappement diesel.

La question de statuer sur l'intérêt de l'agglomérateur reste entière s'il faut l'associer à un post-traitement de type électrostatique. En effet nous avons vu dans la partie théorique que l'effet toxicologique des gaz d'échappement diesel était principalement du à la phase particulaire submicronique. Nous avons montré au cours de notre étude que l'agglomérateur permettait d'obtenir un très bon abattement sur cette phase et de relarguer des gros amas microniques en fonction de la vitesse du gaz dans la matrice.

Tout l'intérêt de la géométrie vient de la très forte hétérogénéité des vitesses radiales dans la matrice. En effet tant que les particules migrent vers l'électrode de fort rayon de courbure avant la fin de la matrice et les fortes vitesses radiales, l'efficacité locale de filtration est très bonne et les amas relargués sont très gros. Ensuite, plus la vitesse de gaz augmente en entrée de matrice, plus les particules traitées ont une probabilité importante de se retrouver filtrées dans la zone des fortes vitesses radiales, et donc d'être relarguées sous la forme de petits amas, ou de ne pas être retenue du tout. Il se trouve que ce fonctionnement original permet de travailler avec des temps de séjour très faible, car il existe une faible composante radiale de la vitesse du gaz qui précipite les particules contre la paroi de la matrice très en amont avant la zone d'écrasement du jet de gaz. L'aspect fibreux de la matrice permet de plus d'accroître la taille des agglomérats en formant des ponts entre dendrites.

L'utilisation de l'agglomérateur seul est donc très intéressante en matière de glissement de granulométrie, mais du point de vue du public, il paraît impossible de relarguer des amas, fussent-ils partiellement dépourvus de toxicité étant donné leur taille importante. C'est pourquoi une partie de l'étude qui ne sera pas présentée a aussi consisté à mettre au point un post-traitement permettant la collecte à moindre coût énergétique des amas de particules microniques.

6. Bibliographie

[70] Performance evaluation of the Electrical Low Pressure Impactor. Marjamäki, Journal of Aerosol Science, Vol 31 pages 249-261, 2000.

[71] The effective density and fractal dimension of soot particles from premixed flames and motor vehicle exhaust. Maricq, Journal of Aerosol Science non encore publié, Source www.sciencedirect.com, 2004.

[74] COSIMA – a computer program simulating the dynamics of fractal aerosols. Naumann, Journal of Aerosol Science Vol 34, pages 1371-1397, 2002.

[75] Measuring diesel soot with a scanning mobility particle sizer and an electrical low-pressure impactor : performance assessment with a model for fractal-like agglomerates. Van Gulijk, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 633-655, 2004.

[76] Etude de la performance de filtres à fibre lors de la filtration d'aérosols liquides ou solides submicroniques. Penicot-Bauge, Thèse INPL-ENSIC, 1998.

Conclusion

1. Conclusion générale

Sur le plan bibliographique, nous pouvons voir que le comportement aérodynamique et électrostatique des particules diesel commence à peine à être étudié de manière fondamentale, grâce à l'approche récente consistant à considérer ces particules comme des amas fractaux. C'est ainsi que nous avons pu voir que ces particules disposent d'une forte mobilité électrique grâce à leur porosité interne élevée et à leurs charges électriques importantes. Le passage des particules sphériques idéales aux particules réelles commence donc tout juste à être intégré dans les modélisations numériques des procédés de filtration. Ces précisions dans le traitement du comportement des particules vont toutes dans le sens d'une augmentation de leur vitesse de migration, ce qui permet enfin de comprendre pourquoi les électrofiltres affichent toujours de meilleures efficacités que celles calculées à partir des relations théoriques.

Parallèlement à cette tendance, la modélisation de l'électrostatique dans l'espace inter-électrode bénéficie des méthodes de calcul numériques qui permettent de calculer rapidement l'influence de tel ou tel changement de paramètre. De même l'intégration fine de la turbulence dans le mouvement des particules par des méthodes de type Monte – Carlo permet maintenant d'enrichir considérablement la compréhension du fonctionnement de ces procédés. C'est ainsi que nous avons pu mettre au point un modèle d'électrofiltre relativement réaliste puisqu'il permet de confirmer toutes les tendances de comportement expérimentales de notre agglomérateur. La partie consistant à modéliser l'aérosol relargué semble même particulièrement originale puisque nous n'avons vu aucun équivalent dans la bibliographie.

Nous pouvons dire à l'heure actuelle que la problématique de l'électrofiltre à électrode poreuse est maîtrisée du point de vue de la théorie et de la modélisation.

Concernant les essais expérimentaux, nous sommes toujours allés vers une diminution du volume du procédé tout en augmentant les efficacités de filtration, grâce notamment aux résultats de la modélisation et à des essais judicieux. Les suies posant toujours problème, il reste encore une marge pour augmenter l'efficacité de filtration.

Nous avons montré un certain nombre de grandes tendances pour cette géométrie de filtration.

Celle-ci permet de travailler avec des temps de séjour du gaz dans l'espace inter-électrodes très faibles. Ceci s'explique par le fait que comme tout le gaz traverse la matrice, les particules passent toutes à proximité du support filtrant et ont une forte chance d'être retenues par lui, étant donné les conditions électrostatiques très favorables qui règnent à la surface des fibres voyant l'électrode haute tension. Lorsque le procédé est correctement piloté, il est même possible de dévier les particules suffisamment tôt dans l'espace inter-électrodes pour réaliser une filtration à très faible vitesse radiale de gaz. Le gaz sort alors complètement épuré en fond de matrice, là où les conditions de filtration sont normalement défavorables.

Nous avons montré expérimentalement, pour une large gamme de surfaces développées, que la nature du milieu filtrant n'avait que peu d'influence. Ceci est confirmé d'une part par des modèles purement électrostatiques et d'autre part par le comportement des particules dans le modèle numérique de l'annexe J.

La polarité de décharge négative est beaucoup plus intéressante en terme de filtration et de stabilité électrique dans le cas des gaz d'échappement. L'explication de ce phénomène n'a pas pu être trouvée au niveau de la physique de la décharge seulement, et il semble que l'interface gaz-céramique-électrode joue un rôle.

La taille des amas relargués est nettement micronique. Si nous n'avons pu faire de mesure directe de la taille de ces amas, étant donné leur très faible nombre, certaines données expérimentales ainsi que la modélisation convergent vers une valeur de taille moyenne de 5 μm sur cycle NEDC.

Le flux des suies traitées influence positivement l'efficacité de filtration, grâce à la forte surface d'interaction qu'offrent les dendrites formées dans la matrice filtrante. Lorsque le flux de suie est faible, la compétition entre formation et relargage des dendrites est défavorable à la création d'une couche de suie, l'efficacité suit alors celle prédite par le modèle physique de base.

Le diamètre de l'électrode haute tension doit être le résultat d'un compromis entre durabilité dans le temps (fort diamètre) et stabilité de la décharge électrique (faible diamètre). Le modèle mathématique montre cependant que plus le diamètre est important, plus l'efficacité de filtration est bonne à puissance constante. La tendance actuelle est donc d'essayer de travailler à diamètre le plus fort possible.

Le pilotage est avantageusement réalisé à énergie volumique fixe, l'efficacité est alors dans ce cas presque constante. Une légère augmentation de l'efficacité avec la température est toutefois constatée, influence parfaitement expliquée par la physique des particules. L'ordre de grandeur de l'énergie dépensée pour avoir une efficacité supérieure à 90% est de l'ordre de 1 J/L (soit entre 0,7 et 0,8 % de surconsommation sur cycle). Ces énergies volumiques relativement faibles ne doivent cependant pas masquer le fait que nous ne savons pas encore comment traiter les amas relargués.

Les points forts de cette géométrie sont donc sa très forte compacité, sa faible dépendance aux matrices et électrodes utilisées et sa faible consommation énergétique (malgré une forte intensité énergétique). Les points faibles sont bien sûr le relargage d'amas microniques et surtout les difficultés rencontrées pour maintenir une bonne isolation électrique dans un gaz chargé en suies.

Partis d'une géométrie inconnue, sans précédent dans la bibliographie, nous sommes donc parvenus à mettre au point un procédé viable industriellement et applicable dans un secteur où les contraintes d'ordre volumique, économique et énergétique sont drastiques : le secteur automobile.

2. Bilan professionnel

Sur le plan strictement scientifique, diverses interventions et documents ont été produits au cours de cette thèse. Sur un plan chronologique :

- Intervention orale de 20 minutes au Congrès annuel de l'ASFERA en 2002 et publication d'un résumé de 8 pages sur le thème « **La trajectoire des particules dans les électrofiltres à géométrie fil-cylindre en tension positive continue : Etude théorique et expérimentale** » ;
- Intervention orale de 20 minutes au Congrès bisannuel de la SFGP en 2002 et publication d'un résumé de 8 pages sur le thème « **Caractérisation d'électrofiltres fil-cylindre à cathode poreuse et à très faible temps de séjour sur les particules submicroniques** » ;
- Présentation d'un poster pour le séminaire 2003 du CODEGEPRRA intitulé « **Etude théorique et expérimentale d'un électrofiltre à cathode poreuse et à très faible temps de séjour** » ;
- Intervention orale de 20 minutes au Congrès annuel de l'ASFERA en 2003 et publication d'un résumé de 8 pages sur le thème « **Mécanismes de capture des particules dans un électrofiltre à cathode poreuse** » ;
- Publication d'un résumé en Anglais dans le Journal of Aerosol Science intitulé « **Trajectory of particles in wire-to-cylinder electrostatic precipitators under positive DC voltage : theory and experimental study** » ; Journal of Aerosol Science 34, page 1115, 2003.

En outre, deux publications internationales sont en cours de finalisation, avec pour cible le Journal of Aerosol Science et le Journal of Electrostatics :

- « **Traitement des particules submicroniques par un électrofiltre à cathode percolante en tension positive continue : étude théorique** » ;
- « **Traitement des particules diesel par un agglomérateur électrostatique à cathode percolante en tension positive continue : étude expérimentale** » ;

Enfin cette étude m'a permis de contribuer directement en tant que co-auteur ou en tant qu'auteur principal à la rédaction de 4 brevets :

- « **Solutions technologiques adaptées à la conception d'un dispositif de filtration électrostatique permettant l'épuration des gaz d'échappement d'un moteur à combustion interne** » INPI 0315100 (Co-auteur) ;
- « **Association de systèmes de post-traitement des particules issues d'un moteur à combustion interne intégrant au moins un dispositif de filtre à particules électrostatique** » INPI 0312635 (Co-auteur) ;
- « **Dispositifs de captation électrostatique et d'élimination des particules émises à l'échappement dans une géométrie électro-cylindre** » Demande de brevet non encore attribuée (auteur principal). Ce brevet est actuellement scindé en deux. Procédure en cours.

Il m'a été laissé une grande liberté dans l'expression de mes résultats scientifiques dans les divers congrès, malgré l'aspect confidentiel du sujet de thèse. J'ai en effet volontairement axé mes diverses interventions sur les aspects de l'étude n'ayant pas de rapport direct avec la filtration des particules diesel. Ceci laisse la place à tous les aspects scientifiques fondamentaux pouvant enrichir la recherche publique dans le domaine de la filtration électrostatique et des géométries de filtration non conventionnelles et à tous les résultats obtenus sur des particules non-diesel (fluorescéine et aérosols atmosphériques). J'ai conscience de la chance que représente cette souplesse accordée par Renault et en particulier par Stéphane Eymerie. Ceci m'a permis par le biais de discussions d'enrichir également ma connaissance sur le sujet et les bénéfices retirés par l'entreprise privée qu'est Renault et le domaine de la recherche publique sont donc mutuels, comme au cours de toute cette étude. C'est d'ailleurs pour conclure la finalité des thèses à financement CIFRE.

Le temps me semble loin maintenant de l'époque où je sortais de l'ESIGEC mon diplôme tout frais en poche, l'esprit plein de certitudes sur mon avenir. La grande leçon tirée de mon travail en thèse est que rien n'est prévisible d'une année sur l'autre et qu'il faut garder l'esprit ouvert à tout changement de cap (c'est autant valable sur le plan personnel que professionnel). Je me destinais initialement au marché du travail ingénieur (sans euphorie toutefois), en excluant totalement l'idée de devenir chercheur et de m'intéresser à l'enseignement. L'effondrement de l'économie de marché fin 2001, une certaine dose d'opportunisme ainsi qu'une curiosité sans bornes m'ont remis rapidement dans le droit chemin. J'ai surmonté mes préjugés sur la recherche assez rapidement en voyant comment évoluait ma thèse, c'est à dire au contact de nombreux intervenants tous très compétents et très ouverts. J'ai également pris goût à l'enseignement, pensant ne jamais y mettre les pieds.

J'ai surtout pu étancher ma soif de connaissance, étant confronté chaque jour à de nouvelles situations imprévues. Je dirais même que l'acquisition de nouvelles connaissances est devenue pour moi une hygiène de vie, qui m'a permis de progresser professionnellement bien sûr, mais aussi dans ma vie de tous les jours.

Arrivé au terme de ma thèse j'espère garder tout au long de ma carrière la même motivation et la même foi en la recherche - et ce n'est pas un détail - pouvoir en vivre. Ces années de collaboration avec Renault et le LOCIE auront été très bénéfiques pour moi et m'ont permis d'allier mes compétences d'ingénieur et ma curiosité de chercheur, tout en gardant la rigueur scientifique qui caractérise notre profession.

Annexes

Sommaire des annexes

SOMMAIRE DES ANNEXES	1
NOTE AUX LECTEURS	3
ANNEXE A : DESCRIPTION MATHEMATIQUE DE LA DECHARGE COURONNE	4
1. DESCRIPTION MATHEMATIQUE DE LA DECHARGE COURONNE STABLE (GLOW CORONA)	4
2. DESCRIPTION MATHEMATIQUE DE LA DECHARGE FILAMENTAIRE (STREAMER CORONA) : EXEMPLE DE LA DECHARGE POSITIVE	4
3. BIBLIOGRAPHIE.....	6
ANNEXE B : EXPRESSION DE LA MOBILITE DES TRES PETITES PARTICULES ET DES IONS... 7	7
1. THEORIE	7
2. BIBLIOGRAPHIE.....	9
ANNEXE C : EXEMPLE PRATIQUE DE RESOLUTION DES EQUATIONS DE MAXWELL PAR LA METHODE DES DIFFERENCES FINIES ET DES VOLUMES DE CONTROLE..... 10	10
1. METHODE	10
2. BIBLIOGRAPHIE.....	13
ANNEXE D : INTEGRATION DE LA TURBULENCE DANS LES CALCULS DE LA TRAJECTOIRE DES PARTICULES..... 14	14
1. INTRODUCTION	14
2. DIFFUSION BROWNIENNE	14
3. DIFFUSION TURBULENTE.....	14
3.1. <i>Notions de base et limites</i>	14
3.2. <i>Echelles de turbulence</i>	15
3.3. <i>Codage numérique</i>	16
3.3.1. Approche de Schmid, Gosman, et Shuen : modèle à temps de vie tourbillonnaire	16
3.3.2. Approche de Lu, Hajji, Wang et Stock : avance continue par pas aléatoire.....	16
4. CONCLUSION	19
5. BIBLIOGRAPHIE.....	19
ANNEXE E : GENERALITES SUR LA FILTRATION DES PARTICULES	20
1. FORCES ELECTROSTATIQUES DANS UN FILTRE A FIBRES.....	20
1.1. <i>Particule chargée, fibre neutre : efficacité de collection par la force image</i>	20
1.2. <i>Particule neutre, fibre chargée : efficacité de collection par la force de polarisation</i>	20
1.3. <i>Particule chargée, fibre chargée : efficacité de collection par la force coulombienne</i>	21
2. EFFETS HYDRODYNAMIQUES ET DIFFUSIONNELS DANS UN FILTRE A FIBRES	21
2.1. <i>La sédimentation</i>	21
2.2. <i>L'impaction</i>	21
2.3. <i>L'interception</i>	22
2.4. <i>La diffusion</i>	22
2.5. <i>Efficacité totale de collection d'une fibre</i>	23
2.6. <i>Efficacité totale de collection du filtre</i>	23
3. BIBLIOGRAPHIE.....	24
ANNEXE F : RELATIONS DU COEFFICIENT DE FORCE DE TRAINEE	25
1. RELATIONS	25
2. BIBLIOGRAPHIE.....	25
ANNEXE G : CHARGE DES PARTICULES PAR DIFFUSION ET REGIME DE TRANSITION	27
1. CHARGE PAR EFFET DIFFUSIONNEL : REGIME MOLECULAIRE CONTINU ($\Lambda_{ION} < R_p$)	27
2. CHARGE PAR EFFET DIFFUSIONNEL : REGIME DE TRANSITION ($\Lambda_{ION} \approx R_p$)	30
3. CHARGE PAR EFFET DIFFUSIONNEL : REGIME MOLECULAIRE LIBRE ($\Lambda_{ION} > R_p$)	31
4. BIBLIOGRAPHIE.....	32

ANNEXE H : THEORIE DE CHARGE DE PAUTHENIER ET SES DIVERSES CRITIQUES	33
1. THEORIE DE PAUTHENIER	33
2. CRITIQUES RECENTES DE LA THEORIE DE PAUTHENIER	35
3. BIBLIOGRAPHIE.....	36
ANNEXE I : CHARGE DES PARTICULES NON SPHERIQUES EN CHAMP NON HOMOGENE	37
1. CHARGE PAR EFFET DE CHAMP	37
2. CHARGE PAR DIFFUSION.....	39
3. BIBLIOGRAPHIE.....	40
ANNEXE J : TRAITEMENT DES PARTICULES SUBMICRONIQUES PAR UN ELECTROFILTRE A CATHODE PERCOLANTE EN TENSION CONTINUE : ETUDE THEORIQUE.....	41
1. INTRODUCTION	41
2. FORMULATION DU PROBLEME	41
3. MATERIEL ET METHODES	42
4. MODELISATION DE L'ESPACE INTER ELECTRODES : ASPECTS ELECTROSTATIQUES ET DYNAMIQUE DES PARTICULES	43
4.1. Aspects électrostatiques : géométrie du système.....	43
4.2. Aspects électrostatiques : équations de Maxwell	44
4.3. Charge des particules.....	45
4.4. Migration des particules	46
4.5. champs de vitesse	47
4.6. Intégration de la turbulence sur le mouvement des particules.....	47
4.7. Intégration du mouvement brownien sur le mouvement des particules.....	48
5. MODELISATION MICROSCOPIQUE DU RESEAU DE FIBRES PLONGEES DANS UN CHAMP ELECTRIQUE.....	48
5.1. Conditions aux limites et domaine d'étude	48
5.2. Migration des particules	51
5.3. Filtration avec écoulement tangentiel.....	53
6. MODELISATION MACROSCOPIQUE : ESPACE INTER ELECTRODES.....	53
6.1. Résolution des champs de vitesse et du champ électrique.....	53
6.2. Migration des particules	55
7. COMPARAISON ESSAIS EXPERIMENTAUX / MODELISATION	56
8. ESTIMATION DU RELARGAGE	57
9. CONCLUSION.....	59
10. BIBLIOGRAPHIE.....	60
ANNEXE K : LES PARTICULES DIESEL, THEORIE DES AMAS FRACTAUX	62
1. INTRODUCTION	62
2. THEORIE	62
2.1. Caractérisation photographique des amas fractaux	63
2.2. Données de la littérature.....	65
3. PHYSIQUE DES AMAS FRACTAUX.....	66
3.1. Diamètre équivalent masse	67
3.2. Diamètre de mobilité en régime moléculaire continu	67
3.3. Surface accessible	69
3.4. Diamètre de mobilité en régime moléculaire libre.....	70
3.5. Diamètre aérodynamique en régime moléculaire continu et libre.....	71
4. CONSIDERATIONS GENERALES SUR LES METHODES DE MESURE DES AEROSOLS DIESEL	72
5. BIBLIOGRAPHIE.....	72

Note aux lecteurs

Les annexes ont été rédigées dans le but de proposer des approfondissements théoriques à la partie bibliographique. Cette thèse doit en effet être vue non seulement comme une synthèse la plus exhaustive possible des théories actuelles sur les électrofiltres, mais aussi comme un document de travail personnel, auquel je puisse me référer en permanence. Certaines annexes peuvent ne pas être nécessaires à la lecture et la compréhension du document. Je souhaite cependant particulièrement insister sur le fait que les annexes J et K sont des parties à la fois indépendantes du texte de la thèse, et essentielles pour saisir tout le sens et la problématique de cette étude. L'annexe J est une reprise intégrale du texte de publication évoqué dans la conclusion.

La nomenclature est la même que dans le rapport de thèse, ainsi que la notation des publications citées, le lecteur pourra donc s'y référer.

Annexe A : Description mathématique de la décharge couronne

1. Description mathématique de la décharge couronne stable (glow corona)

L'analyse de Townsend permet de décrire les phénomènes d'avalanches électroniques dans la zone d'ionisation de l'espace inter-électrodes. Gallimberti [17] propose d'utiliser les équations différentielles suivantes, dérivées de Townsend, pour décrire le champ électrique et la concentration ionique dans la zone d'ionisation, en prenant en compte la charge et le flux des espèces positives créées lors de l'ionisation, et en négligeant les ions négatifs :

$$E = \frac{q_{eq}}{2\pi\epsilon_0 r} = \frac{q_c - q_{gl}}{2\pi\epsilon_0 r} \quad \text{description du champ électrique} \quad (1)$$

$$q_{gl} = \int_{R_0}^{r_c} 2\pi r e (n_e(r) - n_p(r)) dr \quad \text{quantité de charges} \quad (2)$$

$$n_e(r) = n_e(R_0) \exp \int_{R_0}^r (\alpha - \eta_e) dr \quad \text{concentration radiale des électrons} \quad (3)$$

$$n_p(r) = -\frac{\mu_{e-}}{\mu_{e+}} n_e(R_0) \left[\frac{1 + \gamma_e}{\gamma_e} - \exp \int_{R_0}^r (\alpha - \eta_e) dr \right] \quad \text{concentration radiale des ions} \quad (4)$$

$$\int_{R_0}^{r_c} \gamma_e (\alpha - \eta_e) \exp \int_{R_0}^r (\alpha - \eta_e) dr dr = 1 \quad \text{critère de Townsend} \quad (5)$$

Avec q_{eq} charge capacitive équivalente de la charge espace et du voltage dans la zone d'ionisation, q_{gl} charge capacitive équivalente de la charge espace, q_c charge capacitive géométrique (due au voltage). La résolution numérique de ces équations permet de quantifier les termes source d'ions positifs ou négatifs au niveau de la frontière de la zone d'ionisation, mais elle n'est pas triviale.

2. Description mathématique de la décharge filamentaire (streamer corona) : exemple de la décharge positive

L'ensemble des équations différentielles suivantes (équations de Maxwell) décrit la dynamique (uniquement électronique) dans une décharge couronne filamentaire (en coordonnées cylindriques). Les réactions chimiques mettant en cause les radicaux ont une cinétique négligeable devant la vitesse de propagation d'un streamer, de même que la diffusion des ions. Seuls les électrons sont pris en compte dans la diffusion :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r I_{er})}{\partial r} + \frac{\partial I_{ez}}{\partial z} = S_{ph} + S_i - S_{att} - L_{ep} \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = S_{ph} + S_i - L_{ep} - L_{pn} \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = S_{att} - L_{pn} \quad (8)$$

$$\Delta V = -\frac{q_e}{\epsilon_0} (n_p - n_e - n_n) \quad (9)$$

$$\vec{I}_e = -D_e \cdot \overrightarrow{\text{grad}} n_e - \mu_{e-} n_e \vec{E} \quad (10)$$

Les indices "e", "p", et "n" correspondent aux électrons, aux ions positifs et aux ions négatifs. D_e est le coefficient de diffusion des électrons, S et L correspondent respectivement aux sources et pertes (losses) d'électrons, S_{ph} à la source par photo - ionisation, S_i aux paires électrons – ions positifs générées par ionisation de collision, S_{att} pour le taux d'attachement électronique, L_{ep} pour le taux de recombinaison électrons – ions, L_{pn} pour le taux de recombinaison ion – ion. μ_{e-} est la mobilité des électrons, donnée par la relation suivante :

$$\mu_{e-} = 2.10^6 \left(0,1 \cdot \frac{E}{N} \right)^{0,8} \text{ en cm}^2/(\text{V.s}) \quad (11)$$

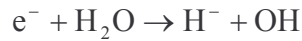
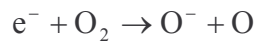
$$S_i = \mu_{e-} \cdot E \cdot \alpha \cdot n_e \quad (12)$$

$$S_{att} = \mu_{e-} \cdot E (\eta_2 + \eta_3) n_e \quad (13)$$

$$L_{ep} = \beta_{ep} \cdot n_e \cdot n_p \quad (14)$$

$$L_{pn} = \beta_{pn} \cdot n_n \cdot n_p \quad (15)$$

Les réactions chimiques intervenant majoritairement dans la génération d'ions négatifs (terme de perte) par recombinaison sont les suivantes :



$$\eta_2 = N \cdot 4,3 \cdot 10^{-19} \exp(-1,05 \cdot [5,3 - \ln(E/N)]^3) (5\mathcal{G}_{O_2} + 10\mathcal{G}_{N_2}) \quad (16)$$

\mathcal{G}_{O_2} et \mathcal{G}_{N_2} sont les fractions molaires de O_2 et N_2 respectivement.



$$\eta_3 = N^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-37} \left(\frac{E}{N} \right)^{1,1} \cdot 25 \cdot (\mathcal{G}_{O_2} + 7\mathcal{G}_{H_2O}) \quad (17)$$

α est le coefficient d'ionisation de Townsend, β_{ep} le taux de recombinaison électron-ion positif, qui est égal à $5,10^8 \text{ cm}^3/\text{s}$, β_{pn} le taux de recombinaison ion-ion, pris égal à $2 \cdot 10^{-6} (T/300)^{1,5} \text{ cm}^3/\text{s}$. Le modèle de photo - ionisation est donné par une autre publication du même auteur [19]. Les radiations UV produites par les molécules d'azote excitées sont capables d'ioniser les molécules d'oxygène. Le taux d'ionisation est fonction de l'intégrale du spectre d'absorption de O_2 sur le spectre d'émission de

l'azote excité. Le détail ne sera pas donné ici. La description complète de la propagation d'un streamer est donc extrêmement complexe et ne peut être abordée ici plus en détails. Nous retrouvons le champ réduit E/N comme paramètre permettant de quantifier les cinétiques des réactions chimiques et les aspects physiques de la couronne.

La résolution de ce problème est extrêmement lourde numériquement, et impossible à intégrer à un modèle global d'électrofiltration par exemple. Gallimberti [17] propose une méthode « simplifiée » basée sur la solution analytique de la conservation d'énergie lors de la propagation d'un streamer. Cette méthode permet de simuler la propagation d'un streamer le long d'une ligne de champ de l'espace inter-électrodes. La charge totale Q injectée dans le streamer est évaluée en prenant pour hypothèse que le champ électrique est uniforme dans le filament, et que la distribution de charge espace dans son volume est juste nécessaire pour rendre son profil de potentiel linéaire.

$$n_p(r) = n_0 + \frac{(e.\Delta x + \alpha)}{2.B.\Delta x} \left\{ V(R_0) - \frac{\eta_e}{e.\Delta x + \alpha} r - V(r) \right\} \quad (18)$$

$$Q = \frac{4.\pi.\epsilon_0}{A.L} \int_{R_0}^L \left(V(R_0) - \frac{\eta_e}{e.\Delta x + \alpha} r - V(r) \right) dr \quad (19)$$

Avec L longueur du streamer, Δx pas de propagation de l'avalanche, A et B des coefficients prenant en compte des constantes physiques et géométriques, non explicités par l'auteur. Une charge espace globale est déduite de la moyenne sur le volume considéré de la charge apportée par chaque streamer. L'hypothèse d'un champ constant ne semble pas confirmée par les résultats numériques de Kulikowski [19].

3. Bibliographie

[17] Recent advancements in the physical modelling of electrostatic precipitators. Gallimberti, Journal of Electrostatics Vol 43, pages 219-247, 1998.

[19] Production of chemically active species in the air by a single positive streamer in a nonuniform field. Kulikowsky, IEEE Transactions on Plasma Science Vol 25, n°3, 1997.

Annexe B : Expression de la mobilité des très petites particules et des ions

1. Théorie

La mobilité d'une particule sphérique rigide en régime moléculaire libre est exprimée de manière générale par la relation suivante (Friedlander, 1977, Tammet, 1995, cités par Fernandez de la Mora [77]) :

$$\mu_p = 0,441 \cdot \frac{q_p (k_b \cdot T / M_{air})^{1/2}}{P \cdot d_m^2} \quad (1)$$

Avec d_m le diamètre de mobilité de la particule (particule au sens large, qui peut être un ion). Ce diamètre peut être mesuré directement avec un DMA (Differential Mobility Analyser) mais ne permet pas de remonter nécessairement au diamètre apparent de la particule. Cette relation fonctionne jusqu'à environ 10 nm. En dessous, on observe que le diamètre effectif des molécules de gaz ne peut plus être négligé et que des interactions particule-dipôles commencent à être observées. Une transition se fait entre chocs élastiques caractéristiques d'une collision molécule-atome et chocs inélastiques caractéristiques d'une collision atomes-particule.

La transition entre régime élastique et régime inélastique de collision est due au fait que l'énergie interne d'une grosse particule est aisément échangeable avec l'énergie de collision. Ainsi sur de grosses molécules on constate que l'énergie de collision est convertie en énergie de rotation des liaisons par exemple. La transition entre les deux régimes est donnée par le facteur d'Einstein :

$$f_e = \frac{\left(\frac{\Delta E}{k_b \cdot T} \right)^2 \exp \frac{\Delta E}{k_b \cdot T}}{\left(\exp \frac{\Delta E}{k_b \cdot T} - 1 \right)^2} \quad (2)$$

Où l'énergie moyenne de séparation ΔE est inversement proportionnelle à la masse de la particule. Cette transition apparaît entre 1,4 et 2 nm. En dessous de 1,4 nm, l'énergie interne de la particule est figée. A partir de 2 nm, Tammet (1995, cité par [77]) propose de prendre la relation suivante :

$$d_m = d_p + d \quad (3)$$

Avec d le diamètre des molécules du gaz environnant. Tammet propose de séparer d en deux termes :

$$d = 2\delta_g + 2h_g \quad (4)$$

$2\delta_g$ étant le diamètre des molécules du gaz environnant (ou le double de leur distance de collision, $\delta_g = \delta_c$), basé sur la viscosité de celui-ci (0,369 nm pour l'air), et $2h_g$ étant estimé à 0,23 nm (paramètre d'ajustement se basant sur des valeurs expérimentales de mobilité de diverses molécules). d est donc à peu près égal à 0,6 nm. δ_c peut être calculée expérimentalement à partir de la viscosité du gaz par la relation suivante (Chapman et Cowling, 1970) :

$$\eta = 0,1792 \frac{\sqrt{m_g \cdot k_b \cdot T}}{\delta_c^2} \quad (5)$$

Avec m_g masse d'un atome de gaz. Dans le cas de collisions selon la théorie de Chapman-Enskog (collisions élastiques entre sphères dures) :

$$\mu_{p \text{ sphères dures}} = \frac{3.q_p (k_b.T / 2.\pi.M_m)^{1/2}}{2.P.(d + d_p)^2} \quad (6)$$

$$M_m = \frac{M_{air}.M_{particule}}{M_{air} + M_{particule}} \quad (7)$$

Les collisions ne sont pas en réalité parfaitement élastiques et les molécules de gaz sont adsorbées brièvement à la surface de la particule, entraînant une mobilité moindre. Dans le cas d'un ratio $M_{particule}/M_{air}$ important, cet effet est pris en compte par le modèle d'Epstein, par le biais d'un facteur d'accommodation α , représentant la fraction des molécules impactant la surface de la particule qui transfèrent leur énergie cinétique avant d'être ré-émises.

$$\mu_{p \text{ Epstein}} = \frac{3.q_p (k_b.T / 2.\pi.M_{air})^{1/2}}{2.P.d_p^2 (1 + \pi.\alpha / 8)} \quad (8)$$

L'auteur conseille de prendre $\alpha = 0,911$, paramètre qui dépend du gaz, de la surface de la particule et de la température. Fernandez de la Mora propose de prendre une relation hybride entre la théorie d'Epstein et de Chapman-Enskog :

$$\mu_{p \text{ hybride}} = \frac{3.q_p (k_b.T / 2.\pi.M_{air})^{1/2}}{2.P.(d + d_p)^2 (1 + \pi.\alpha / 8)} \quad (9)$$

Dans le cas de très petites particules ($< 2 \text{ nm}$), M_{air} peut se substituer à M_m . Concernant les ions présents dans un mélange de molécules neutres, la vitesse thermique moyenne de ces ions est donnée par la relation suivante :

$$\overline{v_{ion}} = 2 \left(\frac{2.k_b.T}{\pi.m_{ion}} \right)^{1/2} \quad (10)$$

Le coefficient de diffusion est donné par la relation suivante :

$$D_{ion} = \frac{k_b.T.\mu_{ion}}{q_{ion}} \quad (11)$$

Huang et Seinfeld (1988, cités par Biskos [31]) proposent d'utiliser les relations suivantes :

$$D_{ion} = \frac{1}{3} \lambda_{ion} \overline{v_{ion}} \quad \text{pour } M_{ion} \ll M_{air} \quad (12)$$

$$D_{ion} = 0,5985.\lambda_{ion} \overline{v_{ion}} \quad \text{pour } M_{ion} \approx M_{air} \quad (13)$$

$$D_{ion} = \frac{3.\pi.M_{ion}}{32.M_{air}} \lambda_{ion} \overline{v_{ion}} \quad \text{pour } M_{ion} \gg M_{air} \quad (14)$$

Le libre parcours moyen est donné par :

$$\lambda_{ion} = 1,329 \cdot \frac{\mu_{ion}}{q_{ion}} \sqrt{\frac{k_b.T.M_{ion}.M_{air}}{(M_{ion} + M_{air}).N_a}} \quad (15)$$

Avec $M_{ion} = 0,1$ kg/mol, et $M_{air} = 0,02884$ kg/mol (selon l'auteur [26]). Fuchs et Sutugin (1971, cités par Reischl, [28]) proposent une autre relation :

$$\lambda_{ion} = \frac{16 \cdot \sqrt{2}}{3 \cdot \pi} \cdot \frac{D_{ion}}{v_{ion}} \cdot \sqrt{\frac{M_{air}}{M_{air} + M_{ion}}} \quad (16)$$

2. Bibliographie

[26] Experimental and theoretical studies of ultra-fine particle behaviour in electrostatic precipitator. Zhuang, Journal of electrostatics Vol 48, pages 245-260, 2000.

[28] Bipolar charging of ultrafine particles in the size range below 10 nm. Reischl, Journal of aerosol science Vol 27, pages 931-949, 1996.

[31] Monte-Carlo simulation of unipolar diffusion charging for spherical and non-spherical particles. Biskos, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 707-730, 2004.

[77] Mass and size determination of nanometer particles by means of mobility analysis and focused impaction. Fernandez de la Mora, Journal of Aerosol Science Vol 34, pages 79-98, 2003.

Annexe C : Exemple pratique de résolution des équations de Maxwell par la méthode des différences finies et des volumes de contrôle

1. Méthode

Chaque auteur propose une méthode différente pour la résolution des équations de Maxwell dans une géométrie fil-plaque (cas le plus compliqué). La difficulté principale n'étant pas de formuler le problème (c'est assez simple dans le cas des différences finies), mais de le résoudre numériquement, car le sens de balayage pour la résolution de l'équation de conservation du courant pose généralement problème. Lei (2003 [34]) propose une formalisation de la méthode générale de résolution dans le cas d'un maillage fixe qu'il est intéressant d'exposer dans le but de faciliter la compréhension du problème. La méthode des différences finies est basée sur une expansion en leur séries de Taylor des équations de Maxwell. La suite d'expansion de Taylor est la suivante (Δr est le pas de calcul de la discrétisation).

$$x(r + \Delta r) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\Delta r)^k}{k!} x^{(k)}(r) \quad (1)$$

$$x(r + \Delta r) = x(r) + \Delta r \frac{\partial x}{\partial r}(r) + \frac{1}{2} (\Delta r)^2 \frac{\partial^2 x}{\partial r^2}(r) + \frac{1}{6} (\Delta r)^3 \frac{\partial^3 x}{\partial r^3}(r) \quad (2)$$

$$x(r - \Delta r) = x(r) - \Delta r \frac{\partial x}{\partial r}(r) + \frac{1}{2} (\Delta r)^2 \frac{\partial^2 x}{\partial r^2}(r) - \frac{1}{6} (\Delta r)^3 \frac{\partial^3 x}{\partial r^3}(r) \quad (3)$$

Ce qui donne en première approximation par regroupement des termes de même ordre :

$$\frac{\partial x}{\partial r}(r) \approx \frac{x(r + \Delta r) - x(r - \Delta r)}{2\Delta r} \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 x}{\partial r^2}(r) \approx \frac{x(r + \Delta r) - 2x(r) + x(r - \Delta r))}{\Delta r^2} \quad (5)$$

Il est donc possible d'exprimer localement sur un maillage la solution d'une équation différentielle en fonction des valeurs des mailles adjacentes. Soit le maillage suivant en 2 dimensions représentant une partie de l'espace inter-électrodes (figure n°1) en coordonnées cartésiennes :

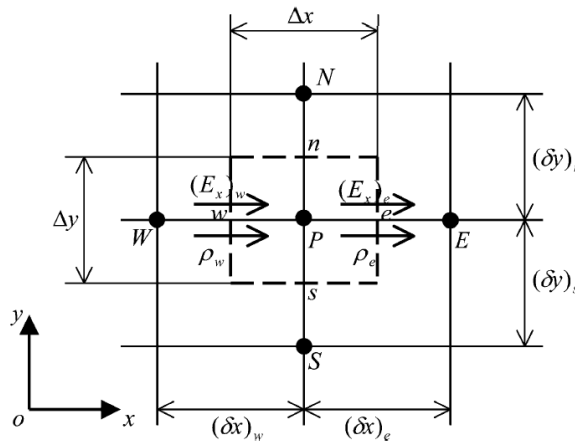


Figure n°1 : Exemple de maille de l'espace inter-électrodes Les points N, E, S, W sont donnés pour le repérage, avec leurs pas d'espace correspondants dans les quatre directions à partir du point P central (d'après Lei, [34]).

Dans un premier temps, il faut résoudre l'équation de Laplace comme solution initiale du potentiel sur le maillage:

$$\Delta V = 0 \quad (6)$$

$$\frac{V(r + \Delta r) - 2V(r) + V(r - \Delta r)}{\Delta r^2} = 0 \quad (7)$$

Ce qui donne :

$$V(r) = \frac{V(r + \Delta r) + V(r - \Delta r)}{2} \quad (8)$$

Ou reformulé selon les indices de la figure n°1 et en tenant compte des deux dimensions (V est un scalaire) :

$$V_P = \frac{V_E + V_W}{2} + \frac{V_N + V_S}{2} \quad (9)$$

Toutes les mailles sont systématiquement balayées plusieurs fois jusqu'à une solution fixe qui converge lentement, donnant ainsi la solution de Laplace, base de la suite des calculs. Comme condition aux limites, il faut imposer un potentiel constant sur le fil central. Le champ électrique est calculé de la même manière, en discrétisant la relation bien connue (E est un vecteur) :

$$E = -\nabla V \quad (10)$$

$$E = -\frac{V(r + \Delta r) - V(r - \Delta r)}{2\Delta x} \quad (11)$$

$$E_{Px} = -\frac{V_E - V_W}{(\partial x)_w + (\partial x)_e} \quad (12)$$

$$E_{Py} = -\frac{V_N - V_S}{(\partial x)_n + (\partial x)_s} \quad (13)$$

A noter que pour cette relation, n'importe quelle combinaison de potentiel convient, et que le champ en P peut simplement être calculé avec les points N et E en ajustant la valeur de ∂x (par exemple). Lorsque deux points opposés sont pris (W et E par exemple), la méthode prend le nom de « schéma à différence centrée » (central difference scheme), lorsque le point pris est en avant ou en arrière du point central par rapport à la direction de l'axe considéré, la méthode prend le nom de schéma à différence décentrée (en retard ou en avance, « backward/forward difference scheme »).

Dans le cas de la charge espace et du calcul avec l'équation de poisson, le sens de calcul du gradient de charge espace prend toute son importance. En effet contrairement au potentiel qui converge lentement en plusieurs passes et sur lequel il n'y a pas de condition de flux, (l'utilisation de nœuds de valeurs indéterminées ne pose pas de problèmes, donc les schémas à différences centrées sont tout à fait adéquats) la charge espace est calculée en une seule passe, en n'utilisant que des valeurs déjà déterminées précédemment de charge espace (donc un minimum de points, toujours connus, donc un schéma décentré). Le sens de résolution doit donc suivre le sens du gradient de charge espace. La figure n°2 montre quelle méthode doit être appliquée sur chaque quadrant de l'espace inter-électrodes :

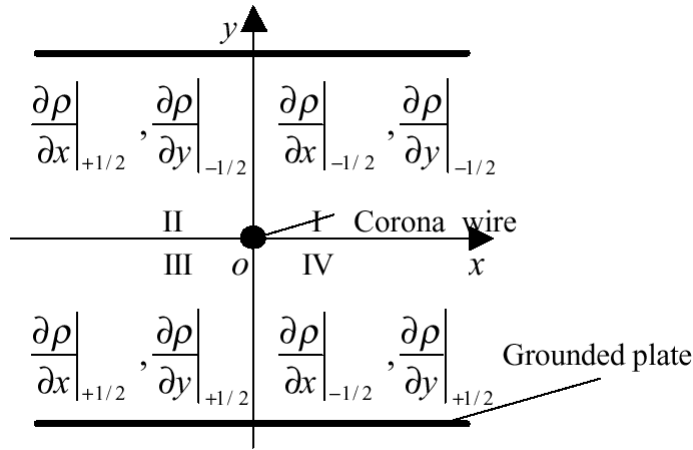


Figure n°2 : explication de la différence finie à utiliser sur chaque cadrant de l'espace inter-électrode. L'indice ½ sur le gradient indique une différence décentrée, et le signe le caractère avance ou retard de la résolution.

Talaie propose d'utiliser la méthode des volumes finis pour calculer la charge espace dans l'espace inter-électrodes d'un électrofiltre fil-plaque. Un volume de contrôle de hauteur Δx et de largeur Δy est défini autour du nœud considéré, la charge espace en P étant considérée comme la charge moyenne dans ce volume de contrôle. En présence de charge espace, le potentiel est modifié dans le volume de contrôle :

$$\Delta V = -\frac{\rho_{ion}}{\epsilon_0} \quad (14)$$

En discrétisant et en intégrant sur le volume de contrôle à l'aide d'une interpolation linéaire sur le potentiel (B et M sont les directions opposés sur l'axe z) :

$$\frac{V_E - V_P}{\Delta x(\partial x_e)} - \frac{V_P - V_W}{\Delta x(\partial x_w)} + \frac{V_N - V_P}{\Delta y(\partial y_n)} - \frac{V_P - V_S}{\Delta y(\partial y_s)} + \frac{V_M - V_P}{\Delta z(\partial z_m)} - \frac{V_P - V_B}{\Delta z(\partial z_b)} = -\frac{\rho_{ion}}{\epsilon_0} \quad (15)$$

Cette relation peut être réécrite sous la forme :

$$a_P V_P = a_E V_E + a_W V_W + a_S V_S + a_N V_N + a_B V_B + a_M V_M + \frac{\rho_P}{\epsilon_0} \quad (16)$$

$$a_E = \frac{1}{\Delta x(\partial x_e)}, \quad a_W = \frac{1}{\Delta x(\partial x_w)}, \quad a_S = \frac{1}{\Delta y(\partial y_s)}, \quad a_N = \frac{1}{\Delta y(\partial y_n)}, \quad a_B = \frac{1}{\Delta z(\partial z_b)}, \quad a_M = \frac{1}{\Delta z(\partial z_m)}$$

L'équation de poisson donne la conservation du courant en tout point de l'espace inter-électrode :

$$\nabla V \cdot \nabla \rho_{ion} = \frac{\rho_{ion}^2}{\epsilon_0} \quad (17)$$

En discrétisant et en intégrant sur le volume de contrôle à l'aide d'une interpolation linéaire sur le potentiel :

$$(E_x)_e A_e \rho_e - (E_x)_w A_w \rho_w + (E_y)_n A_n \rho_n - (E_y)_s A_s \rho_s + (E_z)_m A_m \rho_m - (E_z)_b A_b \rho_b = -\frac{\rho_P^2 \Delta v}{\epsilon_0} \quad (18)$$

Avec ρ_i la charge espace sur la face i du volume de contrôle, Δv le volume du volume de contrôle autour de P et A_i la surface de la face considérée du volume de contrôle. L'écoulement des charges dans le volume de contrôle doit tenir compte de la polarité de la décharge et du sens du champ

électrique. Dans le cas de la couronne positive, le sens du champ indique le sens d'écoulement de la charge espace, et l'on a par exemple pour la face e :

$$\rho_e = \begin{cases} \rho_P & \text{si } (E_x)_e > 0 \\ \rho_E & \text{si } (E_x)_e < 0 \end{cases} \quad (19)$$

Les valeurs de charge d'espace sont définies de manière similaire sur toutes les faces du volume de contrôle :

$$a_P \rho_P = a_E \rho_E + a_W \rho_W + a_S \rho_S + a_N \rho_N + a_B \rho_B + a_M \rho_M - \frac{\rho_P^2}{\epsilon_0} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} a_E &= \max(-(E_x)_e A_e, 0) & a_W &= \max((E_x)_w A_w, 0) & a_N &= \max(-(E_y)_n A_n, 0) \\ a_S &= \max((E_y)_s A_s, 0) & a_T &= \max(-(E_z)_m A_m, 0) & a_B &= \max((E_z)_b A_b, 0) \end{aligned}$$

$$a_P = a_E + a_W + a_S + a_N + a_B + a_M + [(E_x)_e A_e - (E_x)_w A_w + (E_y)_n A_n - (E_y)_s A_s - (E_z)_b A_b + (E_z)_m A_m]$$

Dans le cas d'une couronne négative, la direction de mouvement de la charge espace est opposée au sens du champ électrique :

$$\rho_e = \begin{cases} \rho_P & \text{si } (E_x)_e < 0 \\ \rho_E & \text{si } (E_x)_e > 0 \end{cases} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} a_E &= \max((E_x)_e A_e, 0) & a_W &= \max(-(E_x)_w A_w, 0) & a_N &= \max((E_y)_n A_n, 0) \\ a_S &= \max(-(E_y)_s A_s, 0) & a_T &= \max((E_z)_m A_m, 0) & a_B &= \max(-(E_z)_b A_b, 0) \end{aligned}$$

L'algorithme de résolution converge de manière satisfaisante si les 3 règles suivantes sont respectées (Patankar, 1980, cité par Lei [34]) :

- quand une face est commune à deux volumes de contrôle adjacents, le flux à travers ces volumes doit être représenté par la même expression ;
- les coefficients a_i doivent toujours être positifs ;
- le coefficient a_P doit toujours être plus grand que la somme de tous les coefficients a_i .

Ce modèle peut bien sûr être réduit à un modèle 2D, en négligeant le transfert de charge espace dans les directions B et M, par le biais d'une condition de symétrie sur chacune de ces deux faces des volumes de contrôle.

2. Bibliographie

[34] Application of upwind and downwind schemes for calculating electrical conditions in a wire-plate electrostatic precipitator. Lei, Journal of computational Physics Vol 193, pages 697-707, 2004.

Annexe D : Intégration de la turbulence dans les calculs de la trajectoire des particules

1. Introduction

L'intégration de la diffusion brownienne et de la diffusion turbulente dans le cas d'une modélisation eulerienne est relativement simple et passe par l'évaluation de coefficients de dispersion correspondants à chacun des phénomènes (turbulence et diffusion brownienne). A contrario, lors de l'intégration du bilan des forces dans l'approche lagrangienne, le raisonnement se fait par pas de temps discret et la diffusion brownienne et la turbulence sont nécessairement caractérisées par leurs intensités instantanées et locales. Il faut donc introduire la notion de mouvement stochastique pour décrire convenablement ces phénomènes. Si l'intégration du mouvement brownien est paradoxalement relativement simple, l'intégration de la diffusion turbulente dans le temps fait appel à des méthodes numériques relativement complexes, à cause de l'aspect auto-corrélé de la turbulence.

2. Diffusion brownienne

La diffusion brownienne est relativement simple à intégrer à partir du coefficient de diffusion brownien de la particule :

$$D_{p,B} = k_b.T.\mu_p = \frac{k_b.T.C_c}{3.\pi.\eta.d_p} \quad (1)$$

A l'échelle de temps considérée dans la modélisation, il peut être fait l'hypothèse que le déplacement de la particule à l'instant $t+1$ par diffusion brownienne aléatoire ne dépend pas de son déplacement à l'instant t , les temps d'auto corrélation du mouvement brownien étant infiniment plus faible que le pas de temps de la modélisation du mouvement des particules. Il est alors possible de définir le mouvement moyen subit par une particule pendant un laps de temps Δt :

$$\overline{\Delta x} = \sqrt{D_{p,B}.\Delta t} \quad (2)$$

Il faut alors appliquer une fluctuation à cette valeur moyenne pour avoir une valeur instantanée du déplacement :

$$\Delta x = \overline{\Delta x}.\sqrt{-2.\ln(Random)}.\cos(2.\pi.Random) \quad (3)$$

Le terme aléatoire de l'expression a une moyenne nulle et une déviation standard de 1 [78]. Il est donc possible d'évaluer entre chaque pas de temps la déviation subie par une particule de taille donnée.

3. Diffusion turbulente

3.1. Notions de base et limites

On rappelle le bilan des forces sur une particule ($Re_p < 200$) :

$$m_p \frac{dv_i}{dt} = q_p.E - \frac{3.\pi.\eta.d_p.(\tilde{u}_i - v_i)(1 + 0,15.Re_p^{0,687})}{C_c} \quad (4)$$

La vitesse instantanée du gaz est la somme de la vitesse moyenne locale du gaz, qui est généralement la valeur de sortie des modèles numériques de mécanique des fluides, et de la composante fluctuante de la vitesse.

$$\tilde{u}_i = u_i + u_i' \quad (5)$$

La composante fluctuante de la vitesse du gaz est accessible via l'intensité de turbulence, qui est définie comme suit :

$$\sqrt{\overline{(u_i')^2}} = |u| I_t \quad (6)$$

La mise en forme des équations de Navier Stokes sous la forme $k-\varepsilon$ permet lors de la résolution de remonter à k l'énergie cinétique de turbulence :

$$k = \frac{3}{2} \cdot (|u| I_t)^2 \quad (7)$$

Contrairement au modèle de diffusion brownienne, il est impossible de faire l'hypothèse qu'à chaque pas de temps la composante fluctuante de la vitesse est la multiplication de sa vitesse par une variable gaussienne aléatoire normalisée, car le temps d'apparition et de disparition des turbulences est largement supérieur au pas de temps d'intégration de l'équation du mouvement, il est donc nécessaire d'introduire la notion d'échelles de turbulence [13]. En effet la simulation de la turbulence demande d'utiliser des pas de temps d'intégration beaucoup plus petits que l'échelle temporelle de turbulence.

A l'heure actuelle, à part la résolution des équations de Navier Stokes résolues dans le temps et l'espace, bien trop coûteuse en temps de calcul, seule la résolution par la méthode des $k-\varepsilon$ permet de remonter efficacement aux intensités locales de turbulence de l'écoulement par des modèles stochastiques [42], même si la pertinence de cette méthode est souvent critiquée. Il est donc nécessaire de relativiser la précisions des modélisations obtenues par ce biais.

3.2. Echelles de turbulence

La prise en compte de la turbulence sur la trajectoire des particules demande d'introduire la notion d'échelles temporelles et spatiales de turbulence. Plusieurs auteurs citent des relations donnant des échelles spatiales et temporelles de la turbulence, les plus connues étant celles de Kolmogorov (ces relations sont généralement des corrélations de k , ε et du nombre de Reynolds). On pourra se référer au travail de thèse de Eric Valette [79] pour plus de précisions sur ces relations. Les échelles de temps et de distance caractéristiques de la turbulence sont définies comme suit (Hajji [80]) :

$$L_K = \frac{0,07 \cdot L_{dim} \cdot \pi}{2} \quad (8)$$

$$T_k = \frac{L_k}{\left(\overline{u_i'^2}\right)^{0,5}} \quad (9)$$

Ce qui signifie qu'un tourbillon dans un tube de diamètre L_{dim} aura en moyenne localement une dimension L_K , et une espérance de vie T_K . L'espérance de vie T_K du tourbillon définit le temps d'auto corrélation du processus aléatoire de tirage des valeurs de la fluctuation de la vitesse. Le modèle de temps de vie de turbulence utilise une composante fluctuante de la vitesse de valeur moyenne 0 et de norme égale à la norme donnée précédemment par le calcul de l'intensité de turbulence. A partir de là, plusieurs méthodes numériques sont utilisables, selon les auteurs.

3.3. Codage numérique

3.3.1. Approche de Schmid, Gosman, et Shuen : modèle à temps de vie tourbillonnaire

Schmid propose une méthode relativement simple, qui consiste à tirer à chaque échelle de temps de turbulence une nouvelle valeur de la composante fluctuante de la vitesse et une direction (ou une valeur de vitesse fluctuante positive ou négative sur chaque dimension de déplacement de la particule). La valeur est alors gardée strictement constante pendant tout le temps de vie du tourbillon. On pourra alors avantageusement utiliser la relation donnant une variable aléatoire de moyenne 0 et de déviation standard 1 (relation (3)), couplée à un tirage aléatoire de signe pour la direction de la composante fluctuante de la vitesse. Le code numérique se réduit alors à :

```
Temps_absolu = temps + dt
Temps_relatif = temps_relatif + dt
```

```
Si temps_relatif < temps_vie_tourbillon alors
    Vitesse_instantanée = vitesse_moyenne+vitesse_fluctuante
```

```
Si temps_relatif > temps_vie_tourbillon alors
    Si random(0,1) < 0,5 alors signe_vitesse_fluctuante = -1
    Si random(0,1) > 0,5 alors signe_vitesse_fluctuante = 1
    fluctuation = (-2*ln(random(0,1)))^0,5*cos(2*Pi*random(0,1))
    Norme_vitesse_turbulente = vitesse_moyenne_locale*intensité_turbulence_locale
    Vitesse_fluctuante = norme_vitesse_turbulente*fluctuation*signe_vitesse_turbulente
    Vitesse_instantanée = vitesse_moyenne+vitesse_fluctuante
    Temps_relatif = 0
```

```
Fin
```

Kallio, Reeks et Hajji [80] améliorent cette méthode en introduisant un tirage aléatoire du temps de vie d'un tourbillon (distribution de probabilité exponentielle), qui après tout n'a aucune raison de ne pas être considéré comme aléatoire. L'hypothèse de dire que le temps d'intégration est égal au temps de vie d'un tourbillon prédit très bien la dispersion des particules en turbulence homogène [13]. La limitation de ce modèle est qu'il prédit mal la dispersion des particules dans le cas où la turbulence est très hétérogène et dans le cas d'une vitesse relative importante des particules par rapport au gaz (électrofiltres et particules soumises à la gravité). L'auteur ne précise pas qu'il est malgré tout possible de tirer des temps de vie de tourbillon locaux dans le cas de la turbulence hétérogène grâce au modèle des $k-\varepsilon$, ce qui diminue largement les imprécisions du modèle précédent.

A noter que certains auteurs s'imposent des bornes dans les changements de direction de la vitesse fluctuante et dans son intensité. Ce modèle sera retenu pour notre simulation. Dans ce cas précis, la très mauvaise qualité du générateur aléatoire de « Excel » a nécessité de borner certains tirages en empêchant l'apparition de la valeur 0 (une chance sur 10^6 observée = 1 « plantage » toutes les 10 minutes en moyenne).

3.3.2. Approche de Lu, Hajji, Wang et Stock : avance continue par pas aléatoire

Dans ce modèle, on tire à chaque pas de temps une nouvelle valeur de la vitesse fluctuante, qui n'est plus indépendante des tirages précédents, mais corrélée. Pour déterminer la corrélation, le mouvement d'un élément de fluide et d'une particule sont comparés à chaque pas de temps, comme représenté dans la figure n°1. L'hypothèse de base est que la particule étudiée et la particule de fluide à l'instant 0, située à l'emplacement de la particule étudiée, suivent un destin différent, de par le fait que la particule chargée suit un mouvement majoritairement dicté par le champ électrique.

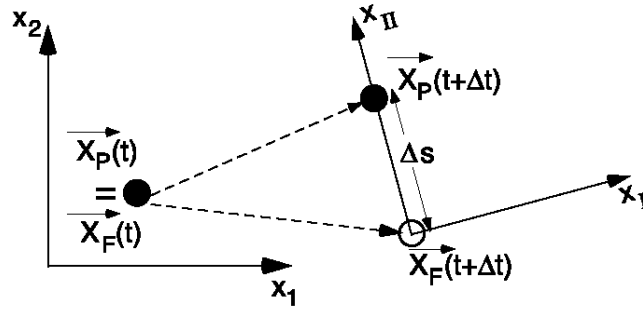


Figure n°1 : modélisation de la corrélation entre les valeurs de la vitesse fluctuante à t et t + Δt (d'après [13]).

La fluctuation de la vitesse normalisée est définie ainsi :

$$u_i^* = \frac{u_i'}{\sqrt{u_i'^2}} \quad (10)$$

Les vitesses instantanées de la particule de fluide à l'instant t et à l'instant t + Δt ($\vec{X}_F(t)$ et $\vec{X}_F(t + \Delta t)$ respectivement) sont corrélées par la fonction d'auto corrélation lagrangienne $f_{ii}^L(\Delta t)$:

$$f_{ii}^L(\Delta t) = \overline{u_i^*(\vec{X}_F(t)) u_i^*(\vec{X}_F(t + \Delta t))} \quad (11)$$

Parallèlement, la vitesse de fluide sur la position de la particule $\vec{X}_P(t + \Delta t)$, et la vitesse du fluide de la particule de fluide $\vec{X}_F(t + \Delta t)$ après Δt sont corrélées par la corrélation croisée eulerienne :

$$g_{ii}^E(\Delta s) = \overline{u_i^*(\vec{X}_P(t + \Delta t)) u_i^*(\vec{X}_F(t + \Delta t))} \quad (12)$$

Pour simuler la fluctuation de la vitesse à l'emplacement de la particule à t + Δt, une combinaison linéaire des fonctions précédentes est appliquée en utilisant un nombre aléatoire additionnel γ_i . Ce processus est appelé une « chaîne de Markov » :

$$u_i^*(\vec{X}_P(t + \Delta t)) = f_{ii}^L(\Delta t) \cdot g_{ii}^E(\Delta s) \cdot u_i^*(\vec{X}_P(t)) + \gamma_i \quad (13)$$

Avec γ_i une variable gaussienne de valeur moyenne = 0 et de déviation standard décrite par la relation suivante :

$$\sigma_{\gamma_i} = \sqrt{1 - (f_{ii}^L(\Delta t) \cdot g_{ii}^E(\Delta s))^2} \quad (14)$$

On pourra alors employer la méthode déjà présentée pour le tirage de γ_i . Le problème réside maintenant dans l'obtention des fonctions de corrélation de Lagrange et Euler. Frankiel (1958, cité par Schmid [13]) propose les relations empiriques suivantes pour le calcul de ces fonctions en régime de turbulence hétérogène :

$$f_{ii}^L(\Delta t) = \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_i^L}\right) \quad (15)$$

$$g_{ii}^E(\Delta s) = \exp\left(-\frac{\Delta s}{2 \cdot \Lambda_i^E}\right) \cdot \cos\left(\frac{\Delta s}{2 \cdot \Lambda_i^E}\right) \quad (16)$$

Ces fonctions ont été par la suite utilisées par de nombreux auteurs (Hinze, 1975, Tennekes, 1989, Berlemont, 1990 Goo, 1997). Avec les temps d'intégration et les longueurs d'intégration déduites des quantités de turbulence dérivées du modèle k- ε de résolution des équations de Navier Stokes.

$$\tau_i^L = K_1 \cdot \frac{\overline{u_i'^2}}{\varepsilon} \quad \text{Temps de corrélation} \quad (17)$$

$$\Lambda_i^E = K_{2,I} \cdot \sqrt{\overline{u_i'^2}} \cdot \tau_i^L \quad \text{Distance de corrélation} \quad (18)$$

$$\overline{u_i'^2} = \frac{2}{3} \cdot k \quad \text{Composante fluctuante vitesse} \quad (19)$$

Le coefficient K_1 est pris égal à 0,235 par Schmid, mais l'on rencontre des valeurs allant de 0,2 à 0,84 dans la littérature (Hinze, 1975, Shirolkar, 1996). Pour $K_{2,i}$, il faut distinguer la direction comme expliqué dans la figure n°1. Schmid utilise $K_{2,II} = 2,5$, et applique la relation suivante proposée par Hinze :

$$K_{2,II} = 2 \cdot K_{2,I} \quad (20)$$

Hajji propose de tirer aléatoirement la durée de vie d'un tourbillon, sur la base de sa durée de vie moyenne. Au niveau du code de calcul, la distinction entre la trajectoire de la particule de fluide et la trajectoire de la particule est faite jusqu'à ce que le tourbillon disparaisse, puis une nouvelle référence est prise avec $\vec{X}_F(t) = \vec{X}_P(t)$, et une nouvelle valeur de direction et d'intensité initiale de composante fluctuante de la vitesse.

Schmid propose également des coefficients de diffusion turbulente locaux utilisables dans le cas d'une résolution eulerienne avec une méthode de type volumes finis ou éléments finis. Pour des petites particules ($d_p < 50 \mu m$) en l'absence de champ électrique, Nir (1978) et Reeks (1977) montrent que le coefficient de diffusion turbulente des particules en turbulence isotrope est assimilable à celui du gaz :

$$D_{P,i}^\infty \approx D_{F,i}^\infty = K_1 \cdot \frac{4}{9} \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (21)$$

Dans le cas de particules dont le glissement par force électrostatique est important, la trajectoire des particules fluide diverge beaucoup de la trajectoire des particules, et Csanady (1963) propose les relations suivantes :

$$D_{P,i}^\infty = \frac{\overline{u_i'^2} \cdot \tau_i^L}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_i}{\Lambda_i^E / \tau_i^L} \right)^2}} \quad \text{Turbulence isotrope} \quad (22)$$

$$D_{P,i}^\infty = \frac{K_1 \cdot \frac{4}{9} \cdot \frac{k^2}{\varepsilon}}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_i}{K_2 \sqrt{2/3} \cdot k} \right)^2}} \quad \text{Turbulence anisotrope} \quad (23)$$

A partir de la vitesse moyenne de l'écoulement et de la vitesse électrique des particules, il est donc possible de calculer le coefficient de diffusion turbulent. Schmid [42] et [13] compare alors les méthodes euleriennes et lagrangiennes intégrées localement et obtient de très bons accords entre les deux méthodes dans le cas de la modélisation d'un électrofiltre.

4. Conclusion

La méthode d'évaluation de la turbulence basée sur la durée de vie d'un tourbillon a l'avantage d'être relativement simple à appliquer numériquement contrairement à la méthode d'avance continue par pas aléatoire, qui demande de suivre deux trajectoires simultanément. L'intérêt de cette seconde méthode est de pouvoir inclure le fait que la particule parcourt une distance beaucoup plus importante que celle permise par la diffusion turbulente, grâce à la force électrostatique. Il serait donc avantageux de créer une méthode hybride où l'on utilise toujours une vitesse fluctuante fixe dans un tourbillon, mais en se basant sur l'échelle spatiale de turbulence plutôt que sur sa durée de vie des tourbillons. Ainsi le fait que la particule parcourt une grande distance et voit plus de tourbillons différents peut être pris en compte. C'est ce que nous avons fait dans le modèle de turbulence du modèle numérique de l'électrofiltre Renault.

5. Bibliographie

[13] On the modelling of the particle dynamics in electro-hydrodynamic flow-fields : I. Comparison of Eulerian and Lagrangian approach. Schmid, Powder Technology Vol 135-136, pages 118-135, 2003.

[42] On the modelling of the particle dynamics in electro-hydrodynamic flow fields : II. Influences of inhomogeneities on electrostatic precipitation. Schmid, Powder Technology, 135-136, pages 136-149, 2003.

[78] System Modeling and Simulation, An Introduction. Franck L. Severance, Publié par John Wiley and Sons, ISBN 0-471-49694-4, 2001.

[79] Contribution expérimentale à l'étude de l'hydrodynamique et du micro mélange engendrés par des ultrasons de haute fréquence. Eric Valette, Thèse de l'Université de Savoie, ESIGEC, 2002.

[80] A simple description of some inertia effects in the behaviour of heavy particles in a turbulent gas flow. Hajji, Journal of non Linear Mechanics Vol 31, pages 387-403, 1996.

Annexe E : Généralités sur la filtration des particules

Nous avons montré au cours du DEA précédant la thèse [47] que l'efficacité passive de filtration des fibres non plongées dans un champ électrique peut être négligée devant l'efficacité de filtration par effet électrostatique. Il est toutefois nécessaire de rappeler les processus fondamentaux de la filtration des aérosols dans un médium filtrant fibreux. Les relations traitant de la filtration par effets de charge électrique sont tirées de [81] et les relations traitant de la filtration des particules dans un filtre à fibre sont tirées de [76], entre les nombreuses relations proposées. Il est bien évident que cette partie ne regroupe qu'une très petite proportion des relations utilisables en filtration. Elle est proposée uniquement dans le but de donner un ordre de grandeur des phénomènes étudiés.

1. Forces électrostatiques dans un filtre à fibres

Entre une particule et une fibre, à condition que l'une des deux soit chargée, il existe une force attractive :

- force image si la particule est chargée et la fibre neutre,
- force de polarisation si la particule est neutre et la fibre chargée,
- force coulombienne si la particule et la fibre sont chargées.

Pour tenir compte de l'interaction entre les forces coulombiennes et la polarisation, Kanaoka (1987) propose, en supposant une charge unipolaire des fibres, l'expression de l'efficacité unitaire suivante [81] :

$$\eta_{qo,qq} = 0,06N_{qo}^{2/5} + 0,067N_{qq}^{3/4} - 0,017(N_{qo}.N_{qq})^{1/2} \quad (1)$$

Les termes sont détaillés par la suite, force par force.

1.1. Particule chargée, fibre neutre : efficacité de collection par la force image

$$\text{Relation de Lundgren (1965)} \quad \eta_{oq} = 1,5 N_{oq}^{1/2} \quad (2)$$

$$\text{Relation de Yoshioka (1968)} \quad \eta_{oq} = 2,3 N_{oq}^{1/2} \quad (3)$$

$$N_{oq} = \left(\frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right) \frac{q_p^2}{12.\pi^2.\eta.U_f.\epsilon_0.d_p.d_f^2} \quad (4)$$

1.2. Particule neutre, fibre chargée : efficacité de collection par la force de polarisation

$$\text{Relation de Stenhouse (1974)} \quad \eta_{qo} = 0,84 N_{qo}^{0,75} \quad (5)$$

$$\text{Relation de Kraemer et Johnston (1955)} \quad \eta_{qo} = \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{1/3} N_{qo}^{0,75} \quad (6)$$

$$\text{Avec } N_{qo} = \left(\frac{\kappa - 1}{\kappa + 2} \right) \frac{q_f^2.d_p^2}{3.\pi^2.\eta.U_f.\epsilon_0.d_f^3} \quad (7)$$

Avec q_f charge de la fibre.

1.3. Particule chargée, fibre chargée : efficacité de collection par la force coulombienne

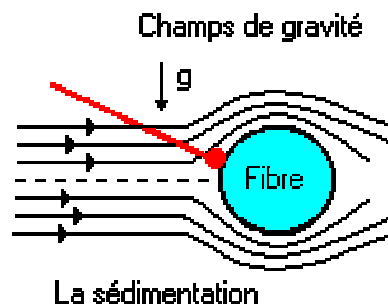
Relation de Kraemer et Johnston (1955) $\eta_{qq} = \pi \cdot N_{qq}$ (8)

$$N_{qq} = \frac{q_f \cdot q_p}{3 \cdot \pi^2 \cdot \eta \cdot U_f \cdot \epsilon_0 \cdot d_p \cdot d_f} \quad (9)$$

Ces expressions donnent les efficacités de filtration par forces électrostatiques, auxquelles s'ajoutent les efficacités par effets hydrodynamiques.

2. Effets hydrodynamiques et diffusionnels dans un filtre à fibres

2.1. La sédimentation



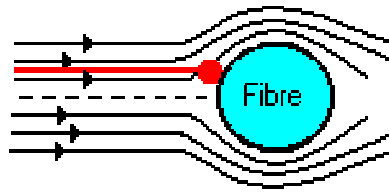
La sédimentation est reliée au nombre adimensionnel de gravité :

$$Gr = \frac{(\rho_p - \rho) \cdot d_p^2 \cdot Cc \cdot g}{18 \cdot \eta \cdot U_f} \quad (10)$$

Nous considérerons ce phénomène comme négligeable, car nous nous intéressons à des particules de $1\mu\text{m}$ et moins, pour lesquelles les effets de gravité sont infiniment faibles devant la diffusion brownienne par exemple.

2.2. L'impaction

Ce mécanisme est lié à l'inertie de la particule. Lorsque les lignes d'écoulement du fluide suivent des trajectoires tortueuses le long de l'enchevêtrement de fibres ou des grains du filtre, la trajectoire des particules ne suit pas les lignes de fluide à cause du temps de relaxation. Cet effet est très important pour les particules microniques et augmente avec la vitesse de filtration du gaz, la masse et la tailles des particules.



L'impaction

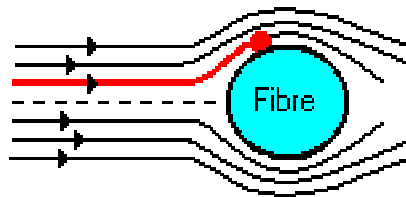
L'impaction est liée au nombre adimensionnel de Stokes :

$$St = \frac{Cc \cdot \rho_p \cdot U_f \cdot d_p^2}{9 \cdot \eta \cdot d_f} \quad (11)$$

Ce mécanisme reste significatif jusqu'à des tailles de particules de 0,2 μm . L'efficacité unitaire de capture d'une fibre est donnée par la relation suivante (par exemple) :

$$\eta_i = \left[1 + \frac{1,53 - 0,23 \ln Re + 0,0167 (\ln Re)^2}{St} \right]^{-2} \quad (\text{Suneja et Lee}) \quad (12)$$

2.3. L'interception



L'interception

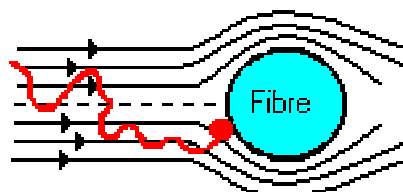
Une particule portée par la veine gazeuse sera captée par un grain ou une fibre si son centre de gravité passe à moins de $d_p/2$ du collecteur. Cet effet est corrélé avec le paramètre d'interception $R = d_p / d_f$. L'efficacité unitaire de fibre est donnée par la relation (par exemple) :

$$\eta_i = 2,4 \cdot (1 - \varepsilon)^{1/3} R^{1,75} \quad (\text{Kuwabara, 1986}) \quad (13)$$

Cette efficacité est d'autant plus grande que le collecteur est petit et que le diamètre de la particule est grand. Cet effet devient significatif pour des particules de plus de 0,5 μm .

2.4. La diffusion

Dans le cas des particules submicroniques, les phénomènes de diffusion deviennent majoritaires en-dessous de 0,2 μm . Cet arrêt par diffusion est dû à l'agitation des particules, qui par leur petite taille, sont animées de mouvements browniens. Les phénomènes de diffusion sont favorisés par de petites fibres, de petites particules et des vitesses de filtration faibles.



La diffusion

L'arrêt par diffusion est lié au nombre adimensionnel de Peclet :

$$\text{Nombre de Peclet} = \frac{U_f \cdot d_f}{D_p} \quad (14)$$

$$\text{Efficacité unitaire de fibre : } \eta_d = 1,5 \cdot Pe^{-2/3} \quad (\text{Davies 1973}) \quad (15)$$

Nous rencontrons dans la littérature des relations donnant une efficacité liée à l'interaction diffusion interception :

$$\eta_{d-i} = 1,24 \cdot Ku^{-1/2} \cdot Pe^{-1/2} \cdot R^{2/3} \quad (16)$$

Avec Ku facteur hydrodynamique de Kuwabara

$$Ku = -0,5 \cdot \ln(1 - \varepsilon) + (1 - \varepsilon) - 0,75 - \frac{(1 - \varepsilon)^2}{4} \quad (17)$$

Ces modèles ne sont pas les seuls disponibles dans la littérature. Il serait possible d'en lister un certain nombre (au moins 10 par phénomène), mais le but de présenter quelques-uns de ces modèles est de faciliter la compréhension de ces phénomènes, et de pouvoir les quantifier et les modéliser : à priori tous les modèles se valent dans leurs domaines de validité respectifs.

2.5. Efficacité totale de collection d'une fibre

Plusieurs relations sont données, mais la plus simple est :

$$\eta_F = \eta_R + \eta_I + \eta_D + \eta_{D-I} \quad (\text{Miecret et Gustavsson, 1989}). \quad (18)$$

2.6. Efficacité totale de collection du filtre

Cette efficacité est exprimée par le coefficient d'épuration CE

$$CE = \frac{C_{\text{amont du filtre}}}{C_{\text{aval du filtre}}} \quad (19)$$

$$CE = \exp\left(\frac{4 \cdot (1 - \varepsilon) \cdot e \cdot \eta_F}{\pi \cdot \varepsilon \cdot df}\right) \quad (20)$$

La filtration en dessous de 0,3 μm fait largement appel aux modèles de filtration par diffusion. Comme les particules en dessous de 0,3 μm sont majoritaires dans les gaz de moteur diesel, seule la diffusion et un peu d'interception interviendront, avec en plus les effets électrostatiques.

La figure n°1 montre les intensités des différents phénomènes de filtration en fonction du diamètre des particules (masse volumique de 1000 kg/m³). Le support filtrant modélisé est une matrice à 80% de porosité, en fibres conductrices de 0,23 mm de diamètre et ayant une épaisseur totale de 5 mm. La vitesse de filtration est fixée à 10 cm/s et l'on considère que les particules sont chargées à leur charge de saturation dans un champ de 5 kV/cm (champ classique en électrofiltration). Les effets électrostatiques sont loin d'être négligeables, et dans le cas de particules chargées à leur charge de saturation, ils sont même prépondérants à partir de 0,2 μm et l'emportent sur tout autre phénomène de capture.

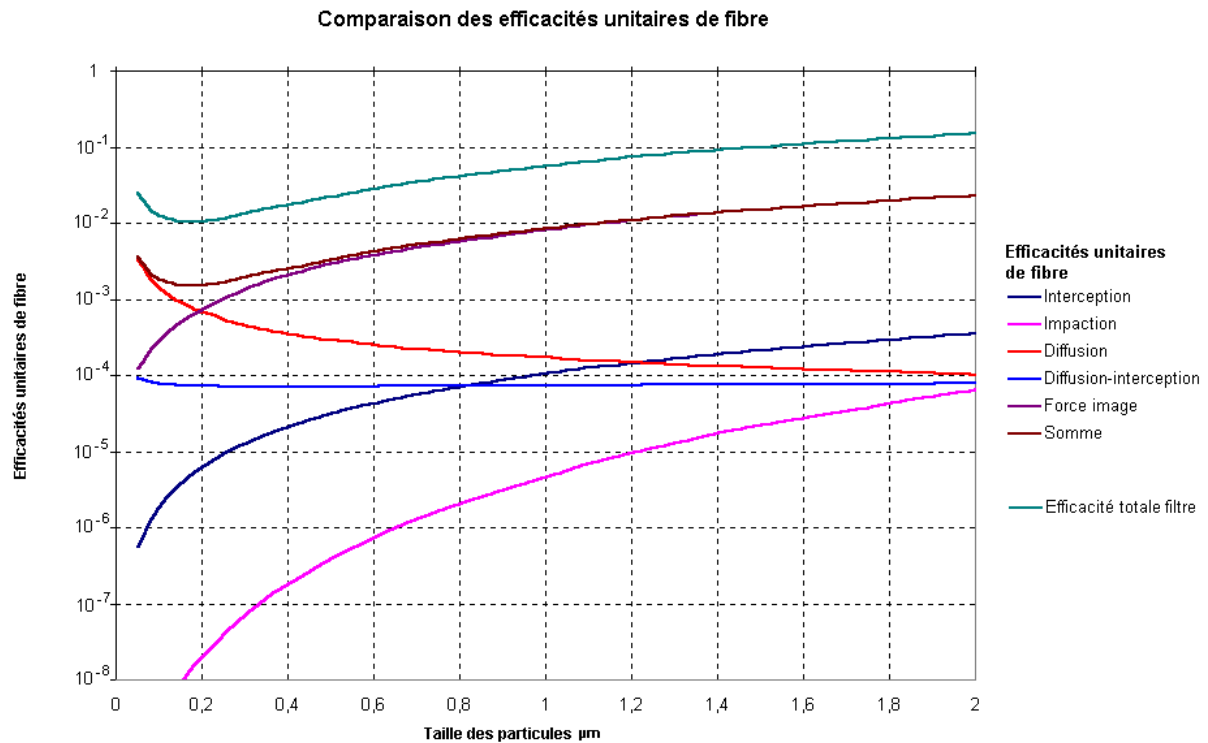


Figure n°1 : Efficacité unitaire de fibre et efficacité de filtration totale dans le cas d'une filtration représentative de notre électrofiltre. La force image et les effets diffusionnels sont de loin prépondérants devant tout autre phénomène.

Malgré la forte influence de la force image, l'efficacité totale de filtration reste faible et largement inférieure à 10% pour les particules submicroniques. L'efficacité de filtration passive est donc naturellement intégrée dans le modèle du filtre à particule, mais ne constitue en aucune sorte un phénomène très influent.

3. Bibliographie

[47] Filtration des particules de suie issues des moteurs à mélange pauvre par matrice fibreuse associée à un champ électrique. Raphaël Boichot, Diplôme d'Etude Approfondie de Génie des Procédés Option Génie de l'environnement, ESIGEC 2002.

[76] Etude de la performance de filtres à fibre lors de la filtration d'aérosols liquides ou solides submicroniques. Penicot-Bauge, Thèse INPL-ENSIC, 1998.

[81] Etude de la filtration des aérosols par des filtres à fibres. Dominique Thomas, Habilitation à Diriger des Recherches, Université Henri Poincaré, Nancy I, 2001.

Annexe F : Relations du coefficient de force de traînée

1. Relations

C_D le coefficient de force de traînée est donné par la relation suivante :

$$C_D = \alpha . Re^{-\beta} \quad (1)$$

Corrélation de Theodore et Buonicore. Les coefficients sont donnés en fonction du nombre de Reynolds de particule :

$$Re_p = \frac{\rho_f . v_r . d_p}{\eta} \quad (2)$$

Nombre de Reynolds	alpha	béta
< 2,0	24	1
2-500	18,5	0,6
500-200000	0,44	0

Morsi et Alexander (cités par Luckner [82]) proposent une autre corrélation du type :

$$C_D = k_1 + \frac{k_2}{Re_p} + \frac{k_3}{Re_p^2} \quad (3)$$

Nombre de Reynolds	k1	k2	k3
<0,1	0	24	0
0,1-1	3,69	22,73	0,0903
1-10	1,222	29,167	-3,889
10-100	0,6167	46,5	-116,67
100-1000	0,3644	98,33	-2778
1000-5000	0,357	148,62	-0,000475
5000-10000	0,46	-490,55	578700

A noter que Rowe et Henwood (cités par Schmid, [13]), et Schiller et Nauman (cité par Luckner [82]) proposent une expression pour le coefficient de force de traînée valable jusqu'à des nombres de Reynolds de 700 :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 . Re_p^{0,687}) \quad Re_p < 200 \quad (4)$$

Cette relation est largement utilisée en électrofiltration, elle permet en effet de travailler avec des Reynolds particuliers très divers sans changer de relation. D'autres auteurs présentent également différentes corrélations pour la force de traînée, comme Serafini (1954) et Sartor et Abbott (1975), cités par Goo [25].

2. Bibliographie

[13] On the modelling of the particle dynamics in electro-hydrodynamic flow-fields : I. Comparison of Eulerian and Lagrangian approach. Schmid, Powder Technology Vol 135-136, pages 118-135, 2003.

[25] Stochastic simulation of particle charging and collection characteristics for a wire-plate electrostatic precipitator of short length. Goo, Journal of Aerosol Science Vol 28, pages 875-893, 1997.

[82] Dust removal in cyclones with external electric field. Luckner, Journal of Aerosol Science Vol 28, pages S299-S300, 1997.

Annexe G : Charge des particules par diffusion et régime de transition

Un aérosol est naturellement chargé positivement ou négativement lors de sa génération, en particulier s'il est produit par processus chimique. C'est le cas par exemple des particules diesel en sortie de moteur ou des particules sortant d'un neutraliseur de charge (qui est en fait un chargeur bipolaire). Il est estimé que ces particules suivent l'équilibre de Boltzmann (Kittelson [15]) donné par la relation suivante :

$$f(n) = \frac{q_e}{(\pi \cdot d_p \cdot k_b \cdot T)^{0.5}} \cdot e^{\left(\frac{-n^2 \cdot q_e^2}{d_p \cdot k_b \cdot T} \right)} \quad (1)$$

Avec $f(n)$ la fraction des particules portant n charges. Cette relation est symétrique pour les charges positives et négatives. Dans le cas d'un aérosol polydispersé cette relation doit être intégrée sur chaque classe de taille. Kittelson, dans la même publication, estime que les particules diesel sortant de la chambre de combustion ont une charge naturelle correspondant à un équilibre de Boltzmann à 1500 K.

1. Charge par effet diffusif : régime moléculaire continu ($\lambda_{ion} < r_p$)

Nous avons déjà exposé la théorie de Pauthenier qui servait à introduire la cinétique de charge des particules par effet de champ. Divers auteurs ont proposé des solutions pour tenir compte du chargement par diffusion des ions sur les particules en résolvant l'équation de diffusion-mobilité des ions dans le champ électrique d'une particule chargée. En régime continu, le flux d'ions traversant une sphère de rayon r est le suivant :

$$I(r) = -4 \cdot \pi \cdot r^2 \left(D_{ion} \frac{dN_{ion}}{dr} - \mu_{ion} \cdot N_{ion} \cdot E(r) \right) \quad (2)$$

D_{ion} est défini à l'annexe B (relations (11), (12), (13) et (14)). De nombreux auteurs proposent des solutions de cette équation, dont Arendt et Kallman (1925), Pauthenier et Moreau-Hanot (1932), Fuchs (1947) et Bricard (1949), cités par Biskos [31]. Le flux d'ions à la surface d'une particule de charge connue devient pour Fuchs (r est défini par rapport au centre de la particule) :

$$I_{Diffusion} = \frac{4 \cdot \pi \cdot D_{ion} \cdot N_{ion}}{\int_{r_p}^{\infty} \frac{1}{r^2} \exp\left(\frac{V(r)}{k_b \cdot T}\right) \cdot dr} \quad (3)$$

$$V(r) = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \left[\frac{q_p \cdot q_e}{r} - q_p \cdot q_e \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \cdot \frac{r_p^3}{2 \cdot r^2 (r^2 - r_p^2)} \right] \quad (4)$$

Le premier terme dans la parenthèse représentant les forces de Coulomb et le second la force image induite par les ions. En considérant uniquement les forces de Coulomb, il est possible d'obtenir la solution analytique au flux d'ions à la surface de la particule :

$$I_{Diffusion} = \frac{4.\pi.D_{ion}.N_{ion}.q_p.q_e}{r_p.k_b.T \left[\exp\left(\frac{1}{4.\pi.\varepsilon_0} \cdot \frac{q_p.q_e}{r_p.k_b.T}\right) - 1 \right]} \quad (5)$$

Mc Donald (1984, cité par Varonos, [41]) propose une approche intégrative similaire celle de Pauthenier, et précise l'intégration du flux ionique en prenant en compte le potentiel généré à la surface de la particule par la charge par effet de champ, avec une particule fixe en rotation par rapport à la direction du champ électrique, et un angle θ définissant l'angle maximal de charge. La cinétique de charge complète est alors donnée par :

$$\frac{dq_{p,diff}}{dt} = \frac{\pi}{2} r_p^2 \overline{v_{ion}} \cdot \rho_c \cdot q_e \cdot \int_{\theta_0}^{\pi/2} e^{-C_1} \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta + \frac{\pi}{2} r_p^2 \overline{v_{ion}} \cdot \rho_c \cdot q_e \cdot e^{-C_2} \quad (6)$$

$$C_1 = \frac{q_p \cdot q_e (r_0 - r_p)}{4.\pi.\varepsilon_0.k_b.T.r_p.r_0} + \frac{[3.r_p.r_0^2 - (\kappa + 2).r_0^3 + (\kappa - 1).r_p^3] q_e \cdot E_\infty \cdot \cos(\theta)}{k_b.T.r_0^2(\kappa + 2)} \quad (7)$$

$$C_2 = \frac{q_p \cdot q_e}{4.\pi.\varepsilon_0.r_p.k_b.T} \quad (8)$$

$$\theta_0 = \arccos\left(\frac{q_p}{q_{max}}\right) \quad (9)$$

$$\frac{dq_{total}}{dt} = \frac{dq_{diff}}{dt} + \frac{\rho_{ion} \cdot \mu_{ion} \cdot q_e \cdot q_{max}}{4.\varepsilon_0} \left(1 - \frac{q_p}{q_{max}}\right)^2 \quad (10)$$

$\overline{v_{ion}}$ est défini à l'annexe B (relation (10)). r_0 est la distance à laquelle la composante radiale du champ électrique est nulle pour un angle θ donné. Cette équation doit être intégrée numériquement à chaque pas de temps, par une méthode par exemple de type Runge-Kutta, ce qui est très pénalisant en terme de temps d'exécution (une sous-intégration à chaque pas de temps). Mc Donald ajoute directement les cinétiques de charge par effet de champ et celles de charge par diffusion. Ce modèle est à juste titre considéré comme le plus complet [83], mais devient approximatif pour décrire la charge par diffusion pour les très faibles champs électriques. Filippov [84] propose de distinguer les régimes de charge par effet de champ et charge par diffusion en régime continu par un paramètre électrostatique :

$$w = \frac{E_\infty \cdot d_p \cdot q_e}{2.k_b.T} \quad (11)$$

Lorsque $w \ll 1$, la charge des particules se fait uniquement par diffusion, et lorsque $w \gg 1$, la charge des particules se fait uniquement par effet de champ. Entre les deux, Filipopov propose de prendre une formule d'interpolation. Cette formule permet de s'affranchir de l'intégrale complexe de Mc Donald. En définissant les courants et charges particulières suivants :

$$I^* = \frac{2.I}{4.\pi.d_p.D_{ion}.\rho_{ion}} \quad (12)$$

$$q^* = \frac{2.q_p.q_e}{d_p.k_b.T} \quad (13)$$

$$I_{\text{effet de champ}}^* = \Lambda \left(1 + \frac{w \cdot q^*}{2} \cdot \Lambda \right) \quad (14)$$

$$\Lambda = \frac{\exp(q^*)}{\exp(q^*) - 1} \quad (15)$$

$$I_{\text{diffusion}}^* = \frac{1}{2} (\text{sgn}(q^*) - 1) q^* \quad \text{pour } |q^*| > 3 \cdot w \quad (16)$$

$$I_{\text{diffusion}}^* = \frac{3 \cdot w}{4} \left(1 - \frac{q^*}{3 \cdot w} \right)^2 + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{q^*}{3 \cdot w} \right)^2} \quad \text{pour } |q^*| < 3 \cdot w \quad (17)$$

$$I_{\text{int erpolation}}^* = I_{\text{effet de champ}}^* \cdot (1 - \phi)^{0,857} + I_{\text{diffusion}}^* \cdot \phi^{0,416} \quad (18)$$

$$\phi = \left[1 + \left(\frac{4}{w} \right)^4 \right]^{-1} \quad (19)$$

Cette formule d'interpolation donne d'après l'auteur de meilleurs résultats que l'ajout des deux cinétiques de charge, bien que la différence semble très peu importante [84] au regard des autres approximations prises lors de la charge des particules. Franck [85] cite enfin deux autres méthodes pour évaluer la cinétique de charge en régime continu, dans la zone de transition entre charge par effet de champ et charge par effet diffusionnel. En définissant trois paramètres :

$$\gamma = \frac{q_p \cdot q_e}{2 \pi \cdot \epsilon_0 \cdot d_p \cdot k_b \cdot T} \quad \text{Charge sans dimension} \quad (20)$$

$$\tau^* = \frac{\mu_{ion} \cdot t \cdot \rho_{ion}}{4 \cdot \epsilon_0} \quad \text{Temps de charge sans dimension} \quad (21)$$

$$\omega = \frac{q_e \cdot E_\infty \cdot d_p}{2 \cdot k_b \cdot T} \quad \text{Champ électrique sans dimension} \quad (22)$$

Fjeld et McFarland (1989) définissent alors la cinétique de charge par la relation suivante :

$$\frac{d\gamma}{d\tau^*} = \frac{4 \cdot \gamma}{e^\gamma - 1} \left(1 + \frac{\omega \cdot \gamma}{2(1 - e^{-\gamma})} \right) \quad 0 < \omega < 1 \quad \text{et} \quad 0 < \gamma < 1 \quad (23)$$

Lawless (1996) évalue également un certain nombre de modèles et en propose un nouveau, basé sur une pondération des mécanismes de charge en régime de transition électrique :

$$\tau_L = 4 \cdot \tau^* \quad (24)$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau_L} = \begin{cases} F(\gamma, \omega) + f(\omega) \\ f(\omega) \cdot Be(\gamma - 3\omega) \\ -\gamma + f(\omega) \cdot Be(-\gamma - 3\omega) \end{cases} \quad \begin{cases} si & -M \cdot \omega \leq \gamma \leq M \cdot \omega \\ si & \gamma > M \cdot \omega \\ si & \gamma < M \cdot \omega \end{cases} \quad (25)$$

$$M = 1 + 2 \cdot \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \quad (26)$$

$$F(\gamma, \omega) = \frac{M \cdot \omega}{4} \left(1 - \frac{\gamma}{M \cdot \omega} \right)^2 \quad \text{Charge par effet de champ} \quad (27)$$

$$Be(\gamma) = \frac{\gamma}{e^\gamma - 1} \quad \text{Charge par diffusion} \quad (28)$$

$$f(\omega) = \begin{cases} \frac{1}{(\omega + 0,475)^{0,575}} & \text{si } \omega \geq 0,525 \\ 1 & \text{si } \omega < 0,525 \end{cases} \quad (29)$$

Le modèle de Lawless, contrairement à celui de McFarland, prend en compte la nature des particules, par le biais de la constante diélectrique. Franck (2004) a comparé ces modèles à ses données expérimentales et trouve un très bon accord entre 0,1 et 20 μm .

2. Charge par effet diffusionnel : régime de transition ($\lambda_{\text{ion}} \approx r_p$)

En régime intermédiaire, deux approches principales sont utilisées. La première est la théorie des sphères limites (Fuchs, 1963), qui est une correction de l'équation de mobilité diffusion, et la deuxième est de tenter de donner une solution approchée de l'équation de Boltzmann. Nous allons détailler la théorie des sphères limites. Celle-ci fait l'hypothèse qu'entre la surface d'une particule et la surface d'une sphère imaginaire la contenant, le mouvement des ions est déterminé par le mouvement brownien et les interactions électrostatiques avec la particule. Au-delà de cette sphère, le mouvement des particules est déterminé par l'équation de diffusion mobilité. Le rayon de la sphère limite est donné par la relation suivante (Fuchs, cité par Biskos, [31]) :

$$\delta_{\text{lim}} = \frac{r_p^3}{\lambda_{\text{ion}}^2} \left[\frac{\left(1 + \frac{\lambda_{\text{ion}}^2}{r_p^2} \right)^5}{5} - \frac{\left(1 + \frac{\lambda_{\text{ion}}^2}{r_p^2} \right) \left(1 + \frac{\lambda_{\text{ion}}^2}{r_p^2} \right)^3}{3} + \frac{2}{15} \left(1 + \frac{\lambda_{\text{ion}}^2}{r_p^2} \right)^{5/2} \right] \quad (30)$$

$$I_{\text{Diffusion}} = \frac{\pi \cdot \gamma \cdot \overline{v_{\text{ion}}} \cdot \delta_{\text{lim}}^2 \cdot N_{\text{ion}} \cdot \exp\left(-\frac{V(\delta_{\text{lim}})}{k_b \cdot T}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{V(\delta_{\text{lim}})}{k_b \cdot T}\right) \cdot \frac{\gamma \cdot \overline{v_{\text{ion}}} \cdot \delta_{\text{lim}}^2}{4 \cdot D_{\text{ion}}} \cdot \int_{\infty}^r \frac{1}{r^2} \exp\left(\frac{V(r)}{k_b \cdot T}\right) \cdot dr} \quad (31)$$

Avec γ probabilité qu'un ion entre dans la sphère limite et transmette sa charge à la particule. En l'absence de forces électriques, γ se réduit à :

$$\gamma = \frac{r_p^2}{\delta_{\text{lim}}^2} \quad (32)$$

Dans le cas d'une particule chargée, Natanson (1960, cité par Biskos [31] et Zhuang [26]) propose de calculer γ à partir d'un paramètre de collision b . Si une particule entre dans la sphère limite avec un paramètre de collision $b < b_{\min}$, elle est capturée par la particule :

$$b_{\min}^2 = \text{Min} \left\langle r^2 \left[1 + \frac{2}{3k_b T} (V(\delta_{\lim}) - V(r)) \right] \right\rangle \quad (33)$$

En calculant $db^2/dr = 0$, il est possible de trouver le paramètre de collision minimal b_{\min} . Le calcul de b_{\min} revient à estimer la vitesse de libération des ions dans le champ électrique attracteur d'une particule. La probabilité de collision devient alors :

$$\gamma = \frac{b_{\min}^2}{\delta_{\lim}^2} \quad (34)$$

Divers auteurs proposent des solutions au flux d'ions en régime intermédiaire. Marlow et Brock (1975) prennent en compte les forces de Coulomb et la force image dans le potentiel et montrent que le flux d'ion est plus grand si la force image est prise en compte (pour des nombres de Knudsen supérieurs à 1). Les solutions analytiques ne seront pas détaillées car peu exploitables, il vaudra alors mieux se référer à la source de l'information [31].

3. Charge par effet diffusionnel : régime moléculaire libre ($\lambda_{\text{ion}} > r_p$)

La charge par effet diffusionnel en régime moléculaire libre est parfois extrapolée avec succès des solutions du régime intermédiaire. White (1951) propose une solution avec pour hypothèse de départ une distribution spatiale des ions autour d'une particule chargée suivant l'équilibre de Boltzmann :

$$I_{\text{Diffusion}} = \pi r_p^2 \overline{v_{\text{ion}}} N_{\text{ion}} \exp \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_p \cdot q_e}{r_p k_b T} \right) \quad (35)$$

Cette relation est également obtenue par Gentry et Brooks par une méthode différente (itération de Knudsen). Hinds (cité par Chen, [53]) propose une relation donnant la charge de particules plongées dans une charge espace monopolaire en l'absence de champ électrique extérieur, où les ions viennent frapper aléatoirement la surface des particules. La relation donne le nombre de charges acquises au bout d'un temps t par la particule :

$$q(t) = \frac{2\pi\epsilon_0 d_p k_b T}{q_e^2} \ln \left(1 + \frac{d_p \overline{v_{\text{ion}}} q_e \rho t}{8k_b T \epsilon_0} \right) \quad (36)$$

C'est l'expression de White. Keefe et Nolan (1962, cités par Biskos [31]), prennent en compte la force image, et proposent une équation donnant le flux d'ions vers une particule non chargée :

$$I_{\text{Diffusion}} = \pi r_p^2 \overline{v_{\text{ion}}} N_{\text{ion}} \left(1 + \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\pi q_e^2}{2r_p k_b T}} \right) \quad (37)$$

Keefe, Nolan et Scott (1968), présentent ensuite des calculs numériques de flux d'ions sur des particules chargées qui ne seront pas détaillés ici.

4. Bibliographie

- [15] Further studies of electrostatic collection and agglomeration of diesel particles. Kittelson, SAE Transactions, Vol 100, pages 454-471, 1991.
- [26] Experimental and theoretical studies of ultra-fine particle behaviour in electrostatic precipitator. Zhuang, Journal of electrostatics Vol 48, pages 245-260, 2000.
- [31] Monte-Carlo simulation of unipolar diffusion charging for spherical and non-spherical particles. Biskos, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 707-730, 2004.
- [41] Prediction of the cleaning efficiency of an electrostatic precipitator. Varonos, Journal of electrostatics Vol 55, pages 111-133, 2001.
- [53] An eulerian model for particle deposition under electrostatic and turbulent conditions. Chen, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 47-62, 2004.
- [83] Particle charging bounds, symmetry relations, and an analytic charging rate model for the continuum regime. Lawless, Journal of Aerosol Science Vol 27, pages 191-215, 1996.
- [84] Combined field-diffusion charging of aerosol particle. Filippov, Journal of Aerosol Science Vol 27, S197-S198, 1996.
- [85] Characterisation of a unipolar charger for droplets aerosols of 0,1-20 μm in diameter. Franck, Journal of Aerosol Science Vol 34, pages 117-134, 2004.

Annexe H : Théorie de charge de Pauthenier et ses diverses critiques

1. Théorie de Pauthenier

La résolution de la charge des particules dans le temps se déroule en trois phases : la détermination du champ électrique autour de la particule, dû à sa charge et au champ électrique extérieur, l'intégration spatiale du flux d'ions suivant les lignes de champ convergeant vers sa surface et enfin l'intégration dans le temps du courant de charge. Selon la théorie de Pauthenier et Moreau-Hannot (cités par [59]), la charge de la particule par effet diffusionnel est négligée, et la migration des ions vers la particule est due au champ électrique extérieur et au champ généré localement par celle-ci.

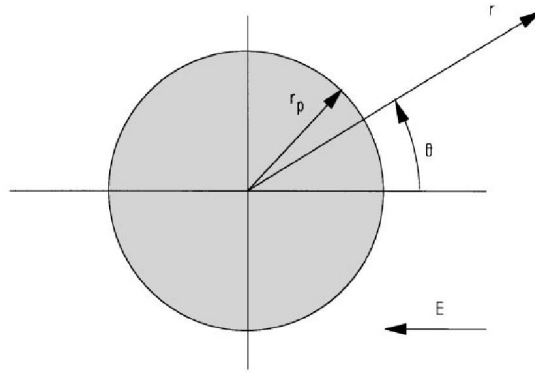


Figure n°1 : géométrie de la particule considérée et coordonnées utilisées. θ est défini comme étant l'angle pris par rapport au vecteur champ électrique.

La force (dans le sens radial) exercée par un champ électrique E_∞ sur un ion de charge q_{ion} à une distance $(1+\delta).r_p$ d'une particule, est donné par la relation suivante :

$$F_1 = -E_\infty \cdot q_{ion} \cdot \cos(\theta) \quad (1)$$

Soit une sphère conductrice non chargée, le champ électrique créé par celle-ci est égal à :

$$E(r, \theta) = 2.E_\infty \left(\frac{r_p}{r} \right)^3 \cos(\theta) = \frac{2.E_\infty \cdot \cos(\theta)}{(1+\delta)^3} \quad (2)$$

La force exercée par celle-ci sur l'ion est donnée par :

$$F_2 = -\frac{2.q_{ion}.E_\infty \cdot \cos(\theta)}{(1+\delta)^3} \quad (3)$$

La force répulsive entre l'ion et la particule de charge q_p est donnée par :

$$F_3 = \frac{q_{ion}.q_p}{4.\pi.\epsilon_0.r_p^2(1+\delta)^2} \quad (4)$$

Enfin la force image de l'ion par rapport à la particule est donnée par :

$$F_4 = -\frac{1}{4.\pi.\epsilon_0} \left(\frac{q_{ion}}{2.r_p.\delta} \right)^2 \left(\frac{2(1+\delta^2)-1}{(1+\delta)^3(1+0,5\delta)^2} \right) \approx -\frac{1}{4.\pi.\epsilon_0} \left(\frac{q_{ion}}{2.r_p.\delta} \right)^2 \quad (5)$$

En tout point de l'espace, les ions ne sont attirés par la particule que si la résultante totale de la force radiale est attractive, soit :

$$F_1 + F_2 + F_3 + F_4 < 0 \quad (6)$$

Ceci est vérifié si la valeur du $\cos(\theta)$ respecte la condition suivante :

$$\cos(\theta) > \frac{\frac{q_{ion} \cdot q_p}{(1+\delta)^2} - \left(\frac{q_{ion}}{2\delta}\right)^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_p^2 \cdot E_\infty \cdot q_{ion} \left(1 + \frac{2}{(1+\delta)^3}\right)} \quad (7)$$

Ceci implique que le flux d'ions n'est dirigé vers la surface que pour une certaine valeur de θ autour de la direction de la particule faisant face au champ électrique. Ceci délimite l'espace en 3 zones autour de la particule :

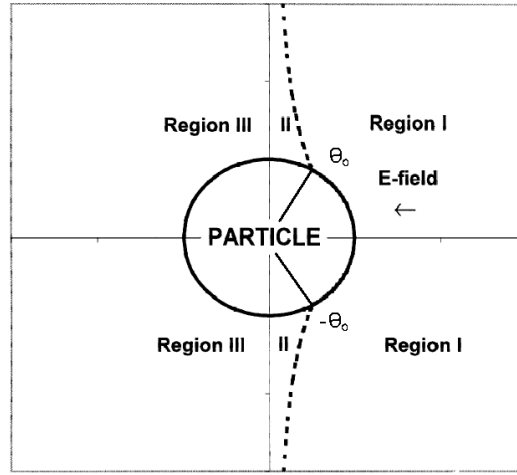


Figure n°2 : délimitation de l'espace en 3 zones autour de la particule en fonction de l'angle θ .

Dans la zone I ($-\theta_0 < \theta < \theta_0$), le flux d'ions est dirigé contre la surface de la particule. Dans la zone II et III, le flux de particule n'est pas dirigé contre la particule et le seul flux observé éventuellement est dû à la diffusion des ions (non considéré ici). La particule est à saturation de charge lorsque θ tend vers 0. Ce maximum, appelé charge limite de Pauthenier, est donné par la relation suivante :

$$q_{\max} = 12\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_p^2 \cdot E_\infty \quad (8)$$

A noter l'égalité suivante :

$$\cos(\theta_0) = q_p / q_{\max} \quad (9)$$

La vitesse de charge de la particule est donnée par la mobilité électrique des ions, leur concentration (charge espace), et la composante radiale du champ électrique, le tout intégré sur la surface A de la particule, délimitée par la zone I :

$$\frac{dq_{p, \text{champ}}}{dt} = \mu_{ion} \cdot \rho_{ion} \cdot \int_0^{\theta_0} E_r(r = r_p) \cdot 2\pi \cdot r_p^2 \cdot \sin(\theta) d\theta \quad (10)$$

Avec j_i la densité de courant. En négligeant la force image, le champ électrique radial est donné par la relation suivante :

$$E_r(r, \theta) = E_\infty \cdot \cos(\theta) \cdot \left(1 + \frac{2}{(1 + \delta)^3}\right) - \frac{q_p}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_p^2 (1 + \delta)^2} \quad (11)$$

Ce qui conduit à :

$$\frac{dq_{p, champ}}{dt} = \frac{\mu_{ion} \cdot \rho_{ion}}{4 \cdot \epsilon_0} \cdot q_{max} \left(1 - \frac{q_p}{q_{max}}\right)^2 \quad (12)$$

$$\frac{q}{q_{max}} = \frac{t / \tau_c}{1 + t / \tau_c} \text{ avec } \tau_c = \frac{4 \cdot \epsilon_0}{\mu_{ion} \cdot \rho_{ion}} \quad (13)$$

La loi est plus connue sous cette forme :

$$\frac{q}{q_{max}} = \frac{\tau'_c}{1 + \tau'_c} \quad (14)$$

$$\tau'_c = \frac{N_{ion} \cdot \mu_{ion} \cdot q_e}{4 \cdot \epsilon_0} \cdot t \quad (15)$$

Avec N_{ion} nombre de charges par unité de volume, q_e la charge d'un électron. Dans le cas d'une particule non-conductrice, la constante diélectrique est finie, ce qui conduit à :

$$E(r, \theta) = 2 \cdot E_\infty \cdot \left(\frac{r_p}{r}\right)^3 \cdot \left(\frac{\kappa - 1}{\kappa + 2}\right) \cdot \cos(\theta) \quad (16)$$

La force exercée par la particule sur un ion est donc :

$$F_2 = - \frac{2 \cdot q_{ion} \cdot E_\infty \cdot \cos(\theta)}{(1 + \delta)^3} \cdot \left(\frac{\kappa - 1}{\kappa + 2}\right) \quad (17)$$

Et la charge limite de Pauthenier devient :

$$q_{max} = 4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot E_\infty \cdot r_p^2 \left(1 + 2 \frac{\kappa - 1}{\kappa + 2}\right) \quad (18)$$

2. Critiques récentes de la théorie de Pauthenier

Le problème de la théorie de Pauthenier pour les particules diélectriques est que l'on intègre le flux ionique en superposant le champ électrique externe et le champ électrique de la particule, en faisant l'hypothèse que les charges sont réparties uniformément à la surface de celle-ci. Ceci implique que la conductivité de la particule est parfaite, contredisant l'hypothèse de départ. La cinétique de charge des particules diélectriques doit donc être moins rapide que celle prévue par Pauthenier, à moins que celle-ci n'aient le temps d'effectuer une rotation pendant leur charge. Zevenhoven précise la démarche de Pauthenier [59] en introduisant une constante de temps de redistribution des charges à la surface de la particule $\tau_{p, charge}$:

$$\tau_{p, charge} = \frac{r_p \cdot \epsilon_0 (\kappa + 2)}{2 \cdot \sigma_s} \quad (19)$$

Avec σ_s la conductivité surfacique de la particule, s'étalant de 10^{-9} à $10^{-12} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ pour des cendres volantes par exemple. L'auteur introduit également une fréquence de rotation de la particule lorsque la particule est chargée au maximum et polarisée par le champ électrique :

$$\Omega_f = \frac{6 \cdot \varepsilon_0 \cdot E_\infty \cdot r_p}{\eta} \left(\frac{\kappa - 1}{\kappa + 2} \right) \quad (20)$$

En comparant les deux valeurs pour des tailles de particules entre 0,1 et 10 μm , Zevenhoven [59] montre que la polarisation des particules diélectriques est très importante, et que le déséquilibre de charges à la surface de celles-ci entraîne une rotation des particules lors de leur charge dans un précipitateur électrostatique. La viscosité du gaz ne peut pas empêcher la particule d'entrer en rotation.

Adamiak [86] estime également que la relation de Pauthenier pour les particules diélectriques n'est pas exacte, à cause du temps fini de relaxation des charges de surface, et introduit une conductivité surfacique pour quantifier la redistribution de celles-ci. De manière similaire à Zevenhoven, Adamiak compare les temps caractéristiques de charge de la particule et de redistribution des charges à sa surface et met en évidence que la vitesse de charge des particules diélectriques est limitée par le temps de relaxation des charges à leur surface. Adamiak contrairement à Zevenhoven ne fait pas l'hypothèse d'une rotation éventuelle des particules.

La charge des particules diélectriques sphériques est donc globalement moins importante et moins rapide que celle prédite par la relation de Pauthenier.

3. Bibliographie

[59] Uni-polar field charging of particles : effects of particle conductivity and rotation. Zevenhoven, Journal of Electrostatics Vol 46, pages 1-12, 1999.

[86] Analysis of charge transport in high resistivity conductors under different conduction models. Adamiak, Journal of Electrostatics Vol 57, pages 325-335, 2003.

Annexe I : Charge des particules non sphériques en champ non homogène

1. Charge par effet de champ

La résolution en champ non homogène fait massivement appel au calcul numérique, étant donné la complexité des expressions à intégrer (voir [55] pour les détails de la méthode). La méthode utilisée est la même qu'en champ homogène, mais les relations obtenues sont notablement moins accessibles et font appel à des notions mathématiques telles que les harmoniques ellipsoïdales (résolution des équations de Laplace). Les résultats sont qualitativement identiques aux résultats trouvés dans le cas d'un champ homogène, à savoir que la charge électrique des ellipsoïdes diélectriques et conducteurs dépend de leur orientation, et ce de manière opposée.

L'effet du gradient de champ est favorable à la cinétique de charge des particules lorsque celui-ci est convergent. Mais dans la plupart des cas, l'influence de l'inhomogénéité du champ électrique est négligeable, sauf dans le cas précis de conducteurs fibreux placés perpendiculairement par rapport au sens du champ électrique. Seules quelques solutions analytiques sont connues : le cas des ellipsoïdes conducteurs pour les 3 orientations de l'espace. La direction du champ constant est Z. L'indice provient de la direction que pointe l'axe de révolution z de l'ellipsoïde.

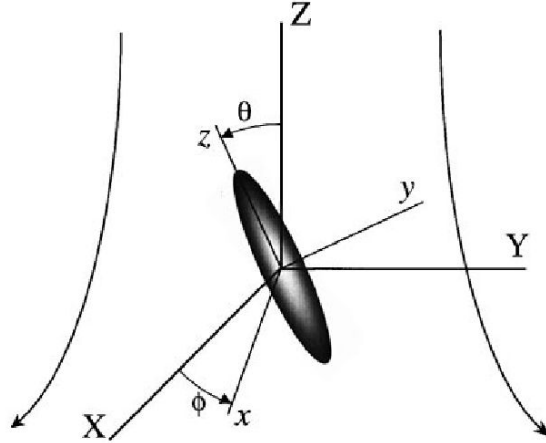


Figure n°1 : système de coordonnées utilisé par Yoon [55]. Les lignes de champ sont représentées dans le cas d'un champ divergent.

Le champ électrique utilisé est la solution de l'équation de Laplace dans une géométrie fil-cylindre. En définissant :

$$K = \frac{5\kappa + 10}{6\kappa + 9} \quad (1)$$

$$\delta_E = \frac{\Delta E}{E_\infty} \quad (2)$$

$$\beta = K \cdot \delta_E \quad (3)$$

Avec ΔE la variation du champ électrique maximale entre deux extrémités de la particule. Yoon définit une charge adimensionnelle de saturation Q_s et une densité de saturation de charge Γ_s :

$$Q_s = \frac{q_{\max}}{q_{\max \text{ sphère conductrice}}} = \frac{q_{\max}}{12 \cdot \pi \cdot a^2 \cdot \epsilon_0 \cdot E_\infty} \quad (4)$$

$$\Gamma_s = \frac{Q_s}{S_{\text{ellipsoïde}} / S_{\text{sphère}}} = \frac{Q_s}{S_{\text{ellipsoïde}} / 4.\pi.a^2} \quad (5)$$

$$S_{\text{ellipsoïde}} / 4.\pi.a^2 = \begin{cases} \frac{\xi_0^2 - 1}{2.\xi_0^2} + \frac{\sqrt{\xi_0^2 - 1}}{2} \sin^{-1}\left(\frac{1}{\xi_0}\right) & \text{ellipsoïdes allongés} \\ \frac{1}{2} + \frac{\xi_0^2}{2\sqrt{\xi_0^2 + 1}} \ln\left(\frac{1 + \sqrt{\xi_0^2 + 1}}{\xi_0}\right) & \text{ellipsoïdes aplatis} \end{cases} \quad (6) \quad (7)$$

Avec :

$$\xi_0 = \frac{a}{\sqrt{a^2 - c^2}} \quad (8)$$

a est la longueur de l'axe de révolution de l'ellipsoïde, et c sa largeur (selon la notation de l'auteur). Il est possible de calculer l'influence du gradient de champ sur la charge de saturation surfacique de la particule selon la direction de la particule :

- pour des ellipsoïdes conducteurs allongés :

$$\Gamma_{s,X} = \frac{8}{3.\pi} \quad (9)$$

$$\Gamma_{s,Y} = \frac{8}{3.\pi} \left[1 + \frac{\delta_E}{12(c/a)[\ln(2.a/c) - 3/2]} \right] \quad (10)$$

$$\Gamma_{s,Z} = \frac{8}{3.\pi} \left[\frac{1}{(c/a)[\ln(2.a/c) - 1]} + \frac{\delta_E}{12(c/a)[\ln(2.a/c) - 3/2]} \right] \quad (11)$$

- pour des ellipsoïdes conducteurs aplatis :

$$\Gamma_{s,X} = \frac{8}{3.\pi} \left[1 + \frac{2}{3} \delta_E \right] \quad (12)$$

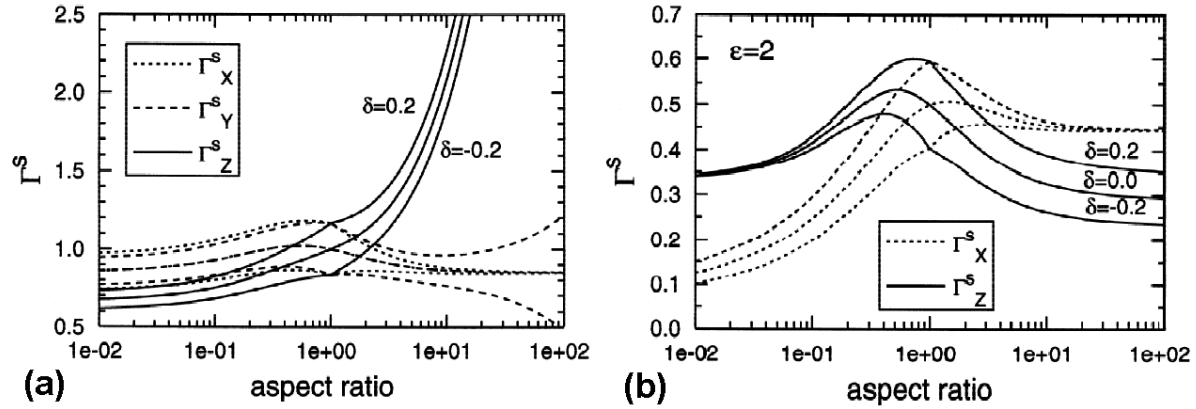
$$\Gamma_{s,Y} = \frac{8}{3.\pi} \left[1 + \frac{1}{2} \delta_E \right] \quad (13)$$

$$\Gamma_{s,Z} = \frac{2}{3} \left[1 + \frac{4}{3.\pi} \delta_E \right] \quad (14)$$

- pour des sphères diélectriques :

$$\Gamma_s = \frac{\kappa}{\kappa + 2} [1 + \beta] \quad (15)$$

Les figures n°2a et 2b montrent les solutions des 6 équations présentées précédemment, plus les solutions numériques dans deux directions de l'espace des équations appliquées aux ellipsoïdes diélectriques.



Figures n°2a et n°2b : densité de charge surfacique à saturation normalisée par rapport à une sphère de diamètre a , dans le cas de sphéroïdes conducteurs (2a) et de sphéroïdes diélectriques (2b), pour différentes orientations de l'axe de rotation par rapport au champ électrique.

Les figures n°2a et n°2b montrent que les densités de charge surfaciques sont bien plus importantes dans le cas des particules conductrices et en particulier dans le cas des ellipsoïdes allongés lorsque leur axe de rotation est dirigé dans le sens du champ électrique principal : les effets de pointe assurent des densités surfaciques de charge très élevées. L'influence de δ_E (relation (2)) est globalement faible. L'auteur précise enfin que pour une population de sphéroïdes aléatoires en forme et en angle d'orientation, la charge de saturation surfacique atteint à peu près la même valeur que pour des sphères.

Ces résultats ne permettent pas d'avoir la dynamique de charge réelle, car la rotation éventuelle des particules ou leur orientation préférentielle dans les lignes de champ n'est pas prise en compte. Il n'y a pas à notre connaissance de publications traitant de l'orientation des particules allongées dans un champ électrique, mais il est probable qu'elles s'orientent selon les lignes de champ par polarisation et redistribution des charges libres en surface.

2. Charge par diffusion

Laframboise et Chang (1977, cités par Biskos [31]) proposent une solution analytique à la charge de particules ellipsoïdales par diffusion en régime moléculaire continu :

$$I_{\text{Diffusion}} = 4\pi \cdot N_{\text{ion}} \cdot D_{\text{ion}} \cdot \frac{a/c}{\ln(2a/c)} \cdot \frac{\Psi \cdot \exp(-\Psi)}{1 - \exp(-\Psi) + Kn_e \cdot \Psi} \quad (16)$$

$$\psi = \frac{1}{4\pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{q_p \cdot q_e \cdot \ln(2a/c)}{r_p \cdot k_b \cdot T \cdot a/c} \quad \text{potentiel à la surface de la particule (sans dimension)} \quad (17)$$

$$Kn_e = \frac{4\pi \cdot D_{\text{ion}}}{d_p \cdot v_{\text{ion}} \cdot \ln(2a/c)} \quad \text{nombre de Knudsen effectif} \quad (18)$$

Chang (1981, cité par Biskos [31]), propose un modèle simplifié basé sur la théorie de Laframboise, valable dans les 3 régimes moléculaires. Wen (1984), introduit la notion de diamètre de charge équivalent pour des agrégats de particules en chaîne (diamètre d_p pour les sphérules élémentaires) :

$$d_{qe} = \frac{d_{pp} \cdot a/c}{\ln(2a/c)} \quad (19)$$

Cette relation permet d'utiliser les relations de charge pour des particules sphériques dans le cas d'agrégats en chaîne, a étant la longueur de la chaîne, et c le diamètre des particules élémentaires. Enfin une étude récente de Biskos (2003, [31]) présente la charge de particules non sphériques par

une méthode numérique de type Monte-Carlo. Cette étude montre que les amas de particules en 3 dimensions ont un comportement lors de la charge par diffusion proche des particules sphériques ayant la même taille. Par contre, pour les particules allongées, de type chaîne de particules sphériques (10 particules élémentaires en ligne), les cinétiques de charge sont 3 à 4 fois plus importantes dans les faits que ce que prédisent les théories de charge des particules non sphériques de Laframboise et Chang, alors que globalement le cas des particules sphériques suit très bien la théorie.

3. Bibliographie

[31] Monte-Carlo simulation of unipolar diffusion charging for spherical and non-spherical particles. Biskos, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 707-730, 2004.

[55] Continuum theory for ionic field charging of spheroidal aerosols in nonuniform electric field. Yoon, Chemical Engineering Science Vol 55, pages 5485-5495, 2000.

Annexe J : Traitement des particules submicroniques par un électrofiltre à cathode percolante en tension continue : étude théorique

1. Introduction

La filtration des particules submicroniques est actuellement un enjeu environnemental majeur. Cet enjeu a pris une forte connotation économique avec l'augmentation du marché des véhicules diesel, plus économes en énergie fossile que les véhicules à allumage commandé, mais produisant des particules directement responsables d'une inflammation des voies respiratoires profondes. Encore cantonnée il y'a quelques années sous la vague dénomination PM 0,5 (massique), il est maintenant possible de caractériser la distribution granulométrique de ces particules par plusieurs méthodes. C'est ainsi que leur filtration et la compréhension des mécanismes mis en jeu a fortement progressé ces dernières années.

Parallèlement, la filtration des particules par précipitateur électrostatique existe depuis plus de 100 ans, sans quasiment aucune amélioration réelle du procédé. Une littérature de très haute qualité abonde sur ce sujet, actuellement ciblée sur des résolutions numériques couplées. Malgré tout, les auteurs se restreignent très fréquemment à 2 géométries de base : la géométrie fil-cylindre, héritée de l'industrie de production de l'ozone [26], [33], [37], [87] et pour des raisons de forte utilisation industrielle, la géométrie fil-plaque [11], [12], [25], [36], [50], [88]. Les améliorations concernant l'électrode de faible rayon de courbure sont les plus fréquentes [36], [50], mais n'ont pas conduit à des ruptures technologiques réelles. Très peu de personnes se sont intéressées à l'électrode de fort rayon de courbure et en particulier à l'effet que pourrait avoir une paroi poreuse sur un électrofiltre. Seongheon [89] montre une forte efficacité de filtration d'un support fibreux servant de masse à un système pointe plaque en filtration frontale, sans rentrer dans les détails théoriques des effets de filtration. Pnueli [90] étudie un dispositif semblable, avec en plus une contre électrode chargée en aval du support fibreux conducteur de collection des particules, et constate un doublement de l'efficacité de filtration. Une solution analytique au problème simplifié de la filtration unitaire autour d'une tige cylindrique plongée dans un champ électrique est également donnée. Enfin Chiruta [91] étudie analytiquement la filtration de particules chargées par deux cylindres parallèles de charge opposée. Il apparaît que le passage à une paroi rugueuse, voire poreuse dans un électrofiltre permet un gain d'efficacité dû au renforcement local des effets de champ sur les aspérités.

Notre but est de mettre au point un procédé de filtration des particules submicroniques à cathode poreuse, à tension continue et très faible temps de séjour. Le problème se décompose en deux phases. Tout d'abord il faut déterminer l'efficacité de filtration d'un ensemble de fibres plongées dans un champ électrique en fonction de leur porosité, de leur diamètre, de la mobilité des particules et de la vitesse de filtration radiale (micro-échelle). Il faut tenir compte si possible de l'incidence de l'orientation du vecteur vitesse du gaz par rapport à la surface du support de filtration. Ensuite, muni de ce modèle de filtration microscopique, un changement d'échelle est nécessaire pour intégrer ces données dans un modèle d'efficacité de filtration général. Le modèle sera calibré en parallèle sur des essais de filtration avec des particules de fluorescéine de 0,18 μm de diamètre. Ce dispositif devant servir à la filtration – agglomération des particules diesel au final, un modèle de relargage intégré au modèle de migration sera également présenté.

2. Formulation du problème

Les deux sous problèmes, que sont la résolution des champs de vitesses, de potentiel et de charge espace dans l'espace inter électrodes d'un côté, et au voisinage des fibres de l'autre, sont traités indépendamment. Le comportement des particules chargées au voisinage des fibres est traité en faisant l'approximation qu'à l'échelle considérée, la géométrie est en 2D (variation négligeable de la côte radiale). Les équations de Maxwell sont résolues sans charge espace dans ce cas. Pour le cas de l'espace inter-électrode, la longueur du module de filtration est grande devant son rayon, donc une approche 1D axisymétrique des problèmes électriques est tout à fait valable, en négligeant les effets

de bord sur les brides de serrage de la cathode poreuse (fibreuse). Enfin pour le calcul des champs de vitesse dans l'espace inter électrodes, une résolution en 3D est nécessaire, suivi d'une réduction en 2D sur un plan de coupe judicieux (symétrie). Une présentation simplifiée du problème est donnée sur la figure n°1.

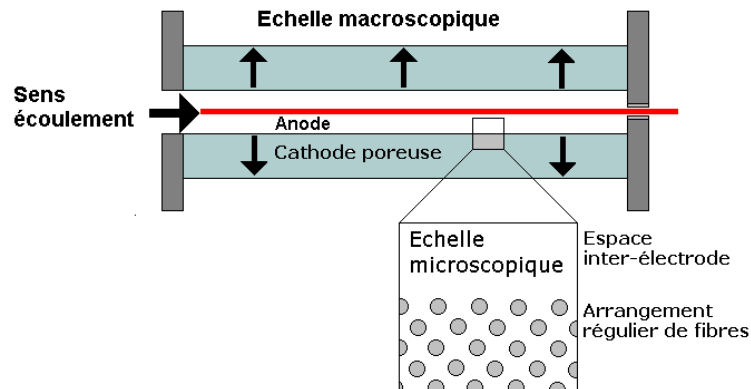


Figure n°1 : présentation du procédé. Il y a un changement d'échelle important entre le comportement des particules dans l'espace inter-électrodes et le comportement des particules au niveau des aspérités de la cathode fibreuse.

3. Matériel et méthodes

Le seul matériel utilisé est un banc de filtration permettant de calibrer le modèle mathématique sur quelques essais expérimentaux. Le pilote de la figure 2 servira pour la caractérisation de l'électrofiltre dans le cas du traitement de particules submicroniques de fluorescéine de $0,18 \mu\text{m}$. La filtration se fait à température ambiante (298 K) et à pression atmosphérique (1 atm). Le fait de simplement mesurer l'efficacité de filtration globale du dispositif ne sera pas d'une grande aide pour la compréhension des mécanismes de filtration, nous avons donc mis au point une méthode de caractérisation du précipitateur électrostatique originale. En effet comme l'écoulement radial du gaz à travers la cathode n'est pas régulièrement réparti et que des effets de turbulence et de non-homogénéité du champ électrique viennent s'ajouter à cette difficulté, il vaut mieux caractériser le flux radial local de particules. La seule donnée de l'efficacité de filtration ne suffit pas à calibrer correctement un modèle mathématique, puisqu'une multitude de répartitions de vitesses radiales de gaz et de flux radiaux de particules peuvent donner une même efficacité de filtration. C'est pourquoi nous utiliserons une matrice segmentée en 10 parties, ainsi pour chaque essai de filtration, nous connaîtrons l'efficacité totale et les flux locaux de particules sur les parois. Le montage de la matrice à partir des 10 tronçons sera particulièrement précautionneux, car il faut que la paroi interne de la cathode soit la plus « lisse » possible et en particulier qu'elle ne présente pas de fibres dessoudées, qui peuvent générer des passages en régime d'arc intempestif, et dégrader le comportement stable et reproductible recherché de la décharge électrique.

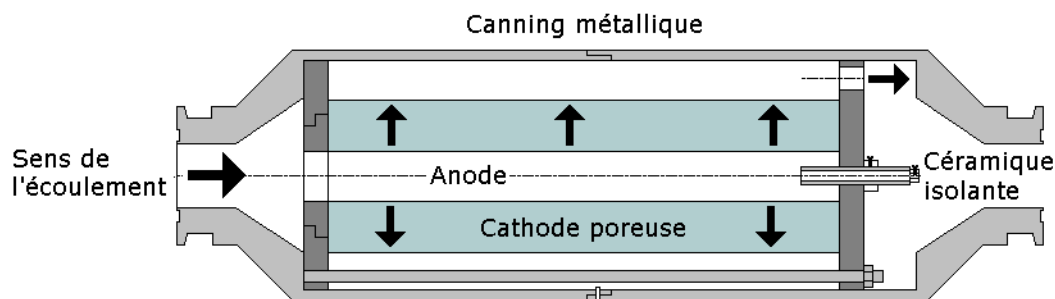


Figure n°2 : pilote de filtration électrostatique à cathode poreuse. L'entrée de la haute tension n'est pas représentée. La cathode poreuse de filtration est maintenue en compression par deux brides et 3 tiges filetées espacées de 120° . L'anode est en tungstène thorié et présente un diamètre de $0,2 \text{ mm}$. La matrice a un diamètre interne de 20 mm et un diamètre externe de 30 ou 40 mm . La bride de fixation aval est percée afin de permettre l'évacuation du gaz traité. La céramique de fixation aval de l'anode est en alumine densifiée.

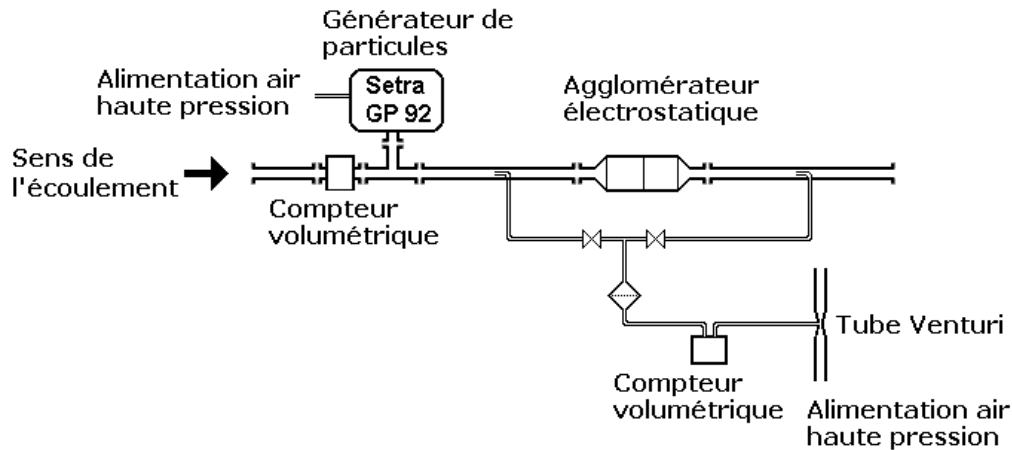


Figure n°3 : banc de filtration. Le banc de filtration permet de faire alternativement des prélèvements amont et aval sur un porte filtre muni d'un filtre THE en fibre de verre. La mise en dépression du système de prélèvement des particules est assurée à l'aide d'un tube de Venturi.

Le générateur de particules utilisé est un modèle Setra GP 92 à impacteur, alimenté avec une solution de fluorescéine de concentration 10 g/L. Le fluorimètre utilisé est un Sequoia Turner modèle 450. Un seul type de matrice sera testé pour la calibration : une matrice métallique à fibres courtes soudées de 0,33 mm de diamètre. Lors des essais, la très faible quantité de fluorescéine filtrée (30 mg au maximum), et l'aspect assez collant de ces particules nous permettent de faire l'hypothèse que le relargage est négligeable.

Le protocole expérimental se déroule comme suit (Norme AFNOR NFX 44-052) :

- le générateur est étalonné pendant un essai d'une heure sans précipitateur électrostatique. Un volume connu de gaz chargé en particules est collecté sur un filtre THE ;
- le précipitateur électrostatique est monté et l'essai est reconduit pendant 1 heure avec haute tension en fonctionnement, un autre volume connu de gaz traité est prélevé à travers un autre filtre THE ;
- les deux filtres chargés de fluorescéine correspondant aux points amont et aval sont mis à tremper dans une solution ammoniacale à pH = 11 pendant 24 heures ;
- le précipitateur électrostatique est démonté et les 10 segments de cathode sont mis à tremper dans la même solution pendant le même temps ;
- la fluorescence des solutions est mesurée, puis des calculs permettent de remonter à la quantité de fluorescéine fixée sur chaque support.

Le flux de particule sur chaque tranche de filtre peut donc être connu avec précision, de même que l'efficacité totale.

4. Modélisation de l'espace inter électrodes : aspects électrostatiques et dynamique des particules

4.1. Aspects électrostatiques : géométrie du système

Le cas considéré est celui d'une tension positive, mais le passage en tension négative est relativement simple : seul le nom des électrodes change. Le gradient de disrapture autour de l'anode est donné par la relation semi-empirique de Peek en géométrie fil-cylindre :

$$E_0 = 3,1.10^6 \delta \left(1 + 0,0308 \left(\frac{1}{\delta R_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (1)$$

La tension d'amorçage de l'effet couronne peut être déduite du gradient de disruptive :

$$V_0 = E_0 \cdot R_0 \cdot \ln\left(\frac{R}{R_0}\right) \quad (2)$$

Enfin le courant ionique est donné par la relation suivante :

$$I = \frac{L \cdot 8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_{ion}}{R^2 \cdot \ln \frac{R}{R_0}} V \cdot (V - V_0) \quad (3)$$

En tension positive, il est recommandé de prendre μ_{ion} entre 1,2 et $2,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (suivant la teneur en vapeur d'eau) [33]. μ_{ion} varie avec la température selon la loi :

$$\mu_{ion} = \mu_{ion,0}(T_0) \cdot \frac{T}{T_0} \quad (4)$$

De manière générale, on prend $\mu_{ion} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 298 K

4.2. Aspects électrostatiques : équations de Maxwell

Le champ électrique, la charge espace et le potentiel sont décrits par le système d'équation suivant :

$$\nabla^2 V = - \frac{\rho_{ion}}{\epsilon_0} \quad (5) \quad \text{Equation de Poisson}$$

$$\frac{\rho_{ion}^2}{\epsilon_0} = (\nabla V) \cdot (\nabla \rho_{ion}) \quad (6) \quad \text{Equation de conservation du courant}$$

Dans les codes de résolution numérique, on est amené à utiliser la solution de l'équation de Poisson sans charge espace comme première solution approchée du système :

$$\nabla^2 V = 0 \quad (7) \quad \text{Equation de Laplace}$$

Ces équations ont des solutions analytiques dans le cas de géométries simples et d'hypothèses simplificatrices. Ainsi Zebboudj [33] propose une solution analytique complète dans le cas d'une géométrie fil-cylindre, en prenant comme hypothèse une séparation de la zone de production des ions et de leur zone de dérive. Pour des cas plus complexes et des géométries autres que cylindriques ou sphériques, les équations de Maxwell n'ont pas de solution analytique. Ces équations sont résolues dans notre cas de manière numérique sur une seule dimension puisque nous avons une géométrie rayonnée.

Le schéma numérique est le suivant. Une résolution initiale de l'équation de Laplace est calculée (charge espace nulle), avec pour conditions aux limites un potentiel nul sur l'électrode de fort rayon de courbure (cathode $V_0 = 0$) et un potentiel fixe sur l'électrode de faible rayon de courbure (anode). L'équation de conservation du courant est ensuite résolue, avec pour conditions aux limites une densité de courant fixe connue (donnée par les mesures des courbes intensité-potentiel) contre l'anode. Comme le flux d'espèces chargées est connu, régulièrement réparti et conservatif, le calcul de la charge espace est relativement trivial dans cette géométrie, contrairement au cas de la géométrie fil-plaque. La solution de l'équation de conservation du courant est alors injectée dans l'équation de Poisson (charge espace non nulle), qui à son tour retourne une solution pour le potentiel électrique. Le schéma est ainsi répété jusqu'à obtention d'une solution convergente et stable. Concrètement les équations de Maxwell sont discrétisées par développement en séries de Taylor en géométrie cylindrique, puis intégrées par un processus itératif discret jusqu'à convergence du

potentiel. On considère que la solution a convergé lorsque la différence de potentiel sur tous les points entre deux itérations est inférieure à 1 volt. L'espace inter-électrode est divisé entre l'anode et la cathode en 200 points régulièrement répartis.

La méthode des différences finies utilisée ici, relativement simple à mettre en œuvre numériquement, convient tout à fait à la résolution de ce type de problème. Il est à noter que certains auteurs [37] conseillent également de commencer le calcul à partir de la limite externe de la zone d'ionisation, c'est à dire de considérer que la couronne a une épaisseur non nulle, et de considérer la couronne comme une zone indéfinie. Cobine (1978, cité par [35]) propose d'utiliser la relation suivante pour estimer le diamètre de la zone d'ionisation (en cm) :

$$R_{ion} = R_0 + 0,3 \cdot \sqrt{R_0} \quad (8)$$

Nous avons trouvé que cette hypothèse ne changeait rien à la solution finale des équations de Maxwell, nous négligeons donc le diamètre de la couronne. Si de nombreux logiciels permettent de résoudre le problème du calcul de l'équation de Laplace du potentiel à charge d'espace nulle, dans le cas du calcul du champ électrique couplé à la charge espace, il n'y a pas à notre connaissance de code commercial. Nous avons développé un code de calcul sous « Excel » avec le support « VBA » (grande simplicité de programmation, débogueur performant, mais vitesse d'exécution moyenne).

4.3. Charge des particules

Nous nous intéresserons uniquement au cas des particules submicroniques. 2 relations sont disponibles pour connaître la charge de saturation des particules : la relation de Pauthenier, simple et très adapté aux particules microniques, et la relation de Cochet, qui couvre tout le spectre granulométrique des particules (tiré de [57]), et c'est celle-ci que nous utiliserons :

$$q_{\max} = \left[\left(1 + \frac{2 \cdot \lambda_{ion}}{d_p} \right)^2 + \frac{2}{1 + \frac{2 \cdot \lambda_{ion}}{d_p}} \cdot \frac{\kappa - 1}{\kappa + 2} \right] \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot E \cdot d_p^2 \quad (9)$$

Il est important de noter que le champ E de la relation de Cochet est le champ local. Pour un type de particules aléatoirement réparties en entrée d'un électrofiltre, toute une population de particules de charges différentes est générée, même si d_p est fixe. Nous prenons $\kappa = 8,6$ pour des particules diesel (Henrichsen). κ varie de 1 pour les diélectriques parfait (vide) à $+\infty$ pour les conducteurs parfaits. Le libre parcours moyen ionique est donné par la relation suivante [26] :

$$\lambda_{ion} = 1,329 \cdot \frac{\mu_{ion}}{q_{ion}} \sqrt{\frac{k_b \cdot T \cdot M_{ion} \cdot M_{air}}{(M_{ion} + M_{air}) \cdot N_a}} \quad (10)$$

Avec $M_{ion} = 0,1$ kg/mol, et $M_{air} = 0,02884$ kg/mol (selon l'auteur). La charge des particules est un phénomène dynamique, qui résulte de l'attraction des charges environnant la particule par la déformation des lignes de champ que crée celle-ci. Si la particule est chargée au même potentiel que le potentiel environnant local, le flux de charge cesse. Deux phénomènes de charge se superposent : la charge par diffusion brownienne des ions, et la charge par bombardement dans le champ électrique. Gallimberti [17] propose un modèle de charge dynamique qui a le mérite d'être relativement simple et complet, et que nous utiliserons donc :

$$\frac{dq}{dt} = \frac{q_e \cdot \rho_{ion} \cdot \mu_{ion}}{4 \cdot \epsilon_0} \cdot q_{\max} \cdot \left(1 - \frac{q_p}{q_{\max}} \right)^2 + \frac{d_p^2}{4} \cdot q_e \cdot \rho_{ion} \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot k_b \cdot T \cdot \pi}{m_{ion}}} \cdot \exp\left(\frac{q_e \cdot q_p}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot d_p \cdot k_b \cdot T} \right) \cdot \left(1 + \frac{q_p}{q_{\max}} \right) \quad (11)$$

La première partie de l'équation correspond à la charge par effet de champ (relation de Pauthenier), et la seconde à la charge par effet diffusionnel (relation de White). Cette relation certes simple néglige complètement le régime de transition entre les deux types de charge. Numériquement, la charge des particules se poursuit uniquement tant que $q_p < q_{\max}$. Il est ainsi possible d'avoir des particules plus chargées que le champ local ne le permet, entre autre si les particules ont pu approcher l'anode, où le champ électrique est très élevé. De manière identique, les particules peuvent sortir du domaine de calcul sans avoir atteint leur charge de saturation.

4.4. Migration des particules

Etant donné le grand nombre de paramètres à prendre en compte dans cette étude, nous décidons d'utiliser une méthode lagrangienne pour la résolution du mouvement des particules. Ceci implique que la solution du problème sera entachée d'incertitudes (défaut de la méthode de Monte Carlo), qui seront d'autant moins importantes que le nombre de trajectoires calculées est élevé (et donc le temps de calcul long). En négligeant la force image, qui agit à courte distance, et la force de Basset, qui est négligeable sur les bas Reynolds particulaires, le bilan des forces sur la particule devient :

Force d'inertie = Force de coulomb + Force de traînée

Nous sommes dans tous les cas situés dans un régime de Stokes ($Re_p \ll 1$), le bilan des forces devient alors :

$$m_p \frac{dv_i}{dt} = q_p \cdot E + \frac{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p}{C_c} \cdot (\tilde{u}_i - v_i) \cdot (1 + 0,15 Re_p^{0,687}) \quad (12)$$

$$Re_p = \frac{\rho_f \cdot (\tilde{u}_i - v_i) \cdot d_p}{\eta} \quad (13)$$

$$C_c = 1 + \frac{2 \cdot \lambda}{d_p} \left(1,257 + 0,4 \cdot \exp^{-0,55 \cdot \frac{d_p}{\lambda}} \right) \quad (14)$$

$$\lambda = \frac{\eta}{0,499 \cdot P \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot M_{air}}{\pi \cdot 8,314 \cdot T}}} \quad (15)$$

L'expérience montre que cette équation du mouvement est particulièrement instable numériquement, en particulier lorsque la masse des particules traitées est faible. Ceci conduit à des accélérations irréalistes si le pas de temps choisi est trop grand. Pour traiter les petites particules, il faut donc prendre des pas de temps très petits (10^{-6} secondes), ce qui entraîne des temps de calcul incompatibles avec le traitement d'un grand nombre de trajectoires. D'où l'application d'une hypothèse simplificatrice où l'on considère qu'à chaque pas de temps la particule a atteint sa vitesse limite :

$$\tilde{u}_i - v_i = \frac{C_c \cdot q_p \cdot E}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \quad (16)$$

Ceci est valable tant que le pas de temps de calcul est très supérieur au temps de relaxation de la particule, qui est donné par la relation suivante :

$$\tau = \frac{C_c \cdot \rho_p \cdot d_p^2}{18 \cdot \eta} \quad (17)$$

Cette approximation permet d'augmenter considérablement la vitesse du calcul, dans la mesure où le pas de temps reste suffisamment petit pour ne pas dégrader la précision du calcul (10^{-4} secondes en général).

4.5. champs de vitesse

Les champs de vitesse sont décrits par l'équation de Navier – Stokes résolue par la méthode du $k-\varepsilon$. Bien que des réserves soient émises par nombre d'utilisateurs sur la validité du calcul de la turbulence par cette méthode, nous considérons que les résultats du modèle numérique donnent une bonne estimation de la turbulence locale dans le domaine d'étude, faute de mieux.

Les équations de Navier Stokes sont résolues sous « Star CD » pour l'espace inter-électrodes, à l'aide d'une station de calcul, et sous Femlab pour la zone d'approche des particules, à l'aide d'un PC de bureau.

4.6. Intégration de la turbulence sur le mouvement des particules

Le calcul sous Star-CD permet finalement d'obtenir l'énergie cinétique locale de turbulence k :

$$k = \frac{3}{2} \cdot (|u| \cdot I_t)^2 \quad (18)$$

Ce qui permet à partir d'une cartographie de vitesse, de déduire I_t locale, et de reconstituer la valeur instantanée de la vitesse :

$$\tilde{u}_i = u_i + u_i' \quad (19)$$

$$\sqrt{(u_i')^2} = |u| \cdot I_t \quad (20)$$

Pour obtenir la valeur instantanée de la composante fluctuante de la vitesse, il faut multiplier la valeur moyenne de la fluctuation par une variable aléatoire gaussienne de moyenne nulle et de déviation standard 1 [78] :

$$u_i' = |u| \cdot I_t \cdot \sqrt{-2 \cdot \ln(Random)} \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot Random) \quad (21)$$

Les échelles de temps et de distances caractéristiques de la turbulence sont définies comme suit (Hajji [80]) :

$$L_K = \frac{0,07 \cdot L \cdot \pi}{2} \quad (22)$$

$$T_k = \frac{L_k}{(u_i')^{0,5}} \quad (23)$$

L est une dimension caractéristique de l'écoulement, que nous prendrons égal au diamètre interne de la matrice. Le déplacement de la particule est intégré sur chaque pas de temps et tant que la particule n'a pas parcouru une distance égale à l'échelle de turbulence, la fluctuation de la vitesse est toujours orientée dans le même sens (même signe), mais son intensité est tirée à chaque pas de temps. La trajectoire de la particule est intégrée à chaque changement de tourbillon, et lorsque la particule a parcouru une distance égale à l'échelle de longueur de turbulence, un tirage aléatoire de la nouvelle orientation de la turbulence est fait, et ainsi de suite. La particule se comporte alors comme si elle se déplaçait de tourbillons en tourbillons, avec à chaque pas de temps une nouvelle valeur de vitesse fluctuante, mais de signe stable dans chaque tourbillon (l'orientation peut alors légèrement varier au sein d'un tourbillon). Un opérateur aléatoire est appliqué également au calcul de L_k , pour simuler une distribution aléatoire de taille des tourbillons de $\pm 0,3 L_k$.

4.7. Intégration du mouvement brownien sur le mouvement des particules

Le mouvement brownien est calculé en appliquant directement un déplacement aléatoire en direction et en intensité à la particule à chaque pas de temps. Chaque particule est définie par son coefficient de diffusion :

$$D_{p,B} = \frac{k_b.T.C_c}{3.\pi.\eta.d_p} \quad (24)$$

A ce coefficient de diffusion correspond un certain déplacement moyen à chaque pas de temps :

$$\overline{\Delta x} = \sqrt{D_{p,B}.\Delta t} \quad (25)$$

Il faut alors appliquer une fluctuation à cette valeur moyenne pour avoir la valeur instantanée du déplacement.

$$\Delta x = \overline{\Delta x}.\sqrt{-2.\ln(Random)}.\cos(2.\pi.Random) \quad (26)$$

Ceci est uniquement possible parce que l'échelle de temps des déplacements browniens (temps d'auto corrélation) est infiniment plus faible que le pas de temps d'intégration de l'équation du mouvement des particules.

5. Modélisation microscopique du réseau de fibres plongées dans un champ électrique

La première étape de la modélisation de l'électrofiltre à cathode poreuse consiste à comprendre les phénomènes intervenant lors de la filtration des particules au niveau du réseau de fibres. Une première étape a consisté à construire un modèle de filtration passive, du type Miecret et Gustavsson [76], prenant en compte la diffusion, l'interception, l'impaction, les forces image, les forces de polarisation et les forces coulombiennes dans un réseau de fibres. Ce modèle a clairement montré que la filtration dans la masse des particules ne pouvait pas être responsable des efficacités de filtration rencontrées avec notre dispositif expérimental et que l'effet principal est la filtration directe des particules par les fibres plongées dans un champ électrique. Nous avons donc décidé de caractériser un très petit domaine de la matrice et d'étudier l'influence au niveau microscopique de la mobilité électrique des particules et de l'arrangement du réseau de fibres sur la filtration.

5.1. Conditions aux limites et domaine d'étude

Le domaine d'étude est représenté par un carré de 2 mm sur 2 mm, couvert pour moitié par le réseau de fibres, et pour moitié par l'espace inter-électrodes. Le domaine est séparé en 10000 éléments (100*100), dans lesquels nous allons modéliser le champ électrique, les champs de vitesse du gaz et la trajectoire des particules. La figure n°4 montre le domaine d'étude.

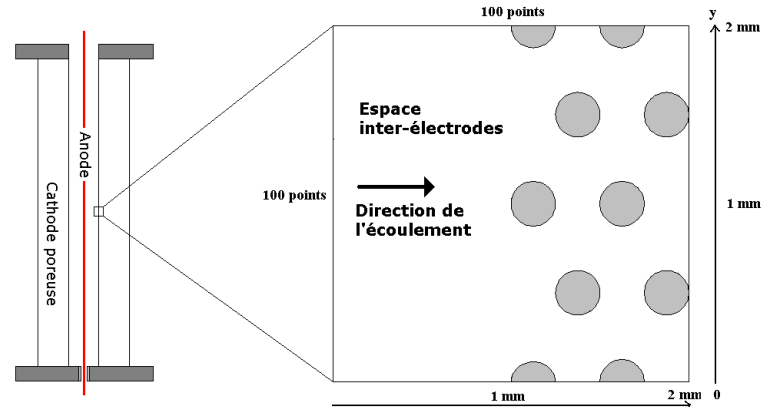


Figure n°4 : domaine d'étude utilisé pour simuler le comportement d'une matrice à 80% de porosité, avec un diamètre de fibres de 0,25 mm. Les fibres, vues en coupe, sont les zones grisées.

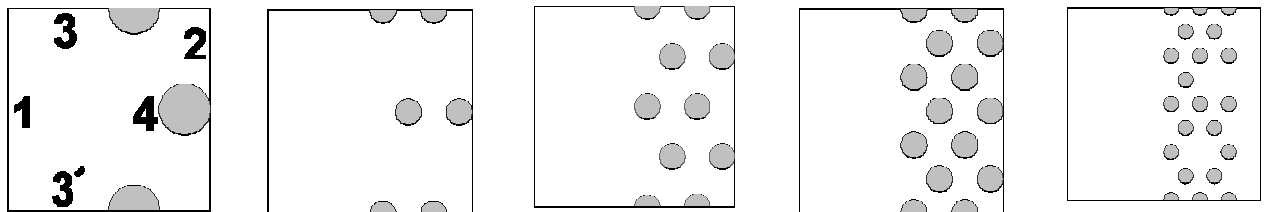
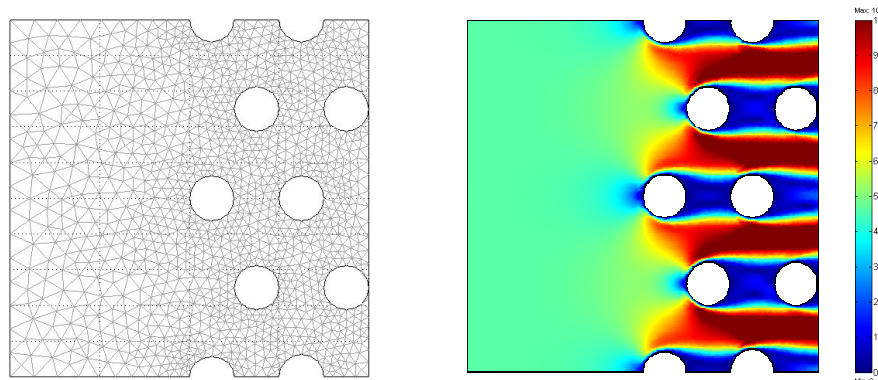


Figure n°5 : Domaines d'étude testés : 5 matrices fibreuses différentes. Dans le sens de la lecture : matrice porosité 90% diamètre de fibre 0,5 mm, matrice porosité 90% diamètre de fibre 0,25 mm, matrice porosité 80% diamètre de fibre 0,25 mm, matrice porosité 70% et 0,25 mm de diamètre de fibre et matrice 80% diamètre de fibre 0,15 mm.

Nous faisons l'hypothèse que les fibres sont parallèles et régulièrement espacées, ce qui dans le cas d'un arrangement de fibres tissées est juste pour une grande partie de la matrice. Le calcul des champs de vitesse est réalisé en 2D sous Femlab par la méthode $k-\varepsilon$, les conditions initiales sont les suivantes :

- condition de pression nulle en arrière du domaine d'étude (2) ;
- condition de vitesse fixe en avant du domaine d'étude (1) ;
- condition de symétrie sur les bords du domaine (3 et 3') ;
- condition de vitesse nulle sur les bordures de fibres (4) ;

Les figures n°6 et 7 illustrent un exemple de maillage et de résolution pour une vitesse de 5 m/s, et une matrice à 80% de porosité et 0,25 mm de diamètre de fibres.

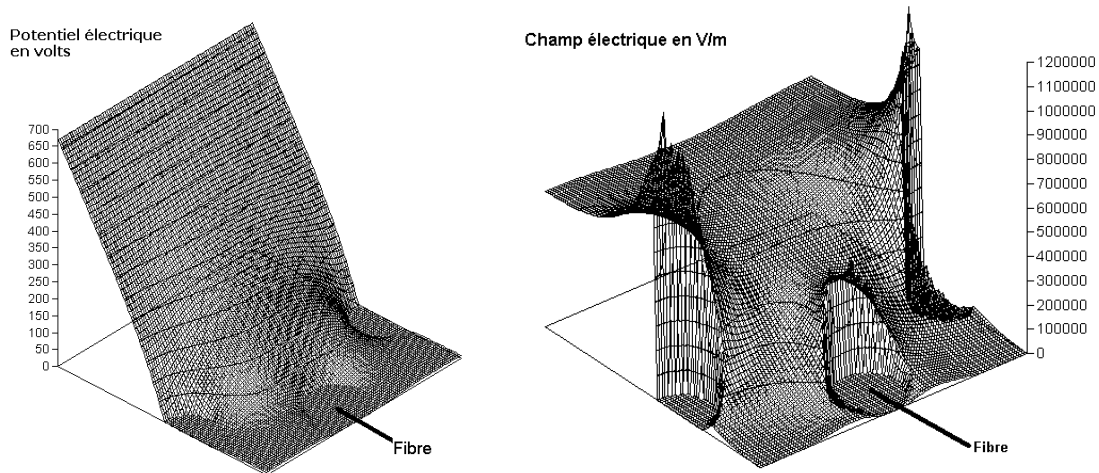


Figures n°6 et 7 : exemple de maillage et de résolution des équations de Navier Stokes pour une vitesse de gaz de 5 m/s. Sur la figure n°4, on peut voir que le maillage est resserré au niveau des plus forts gradients de vitesse. On distingue clairement le sillage laissé par les fibres dans l'écoulement gazeux et le décollement des filets fluides.

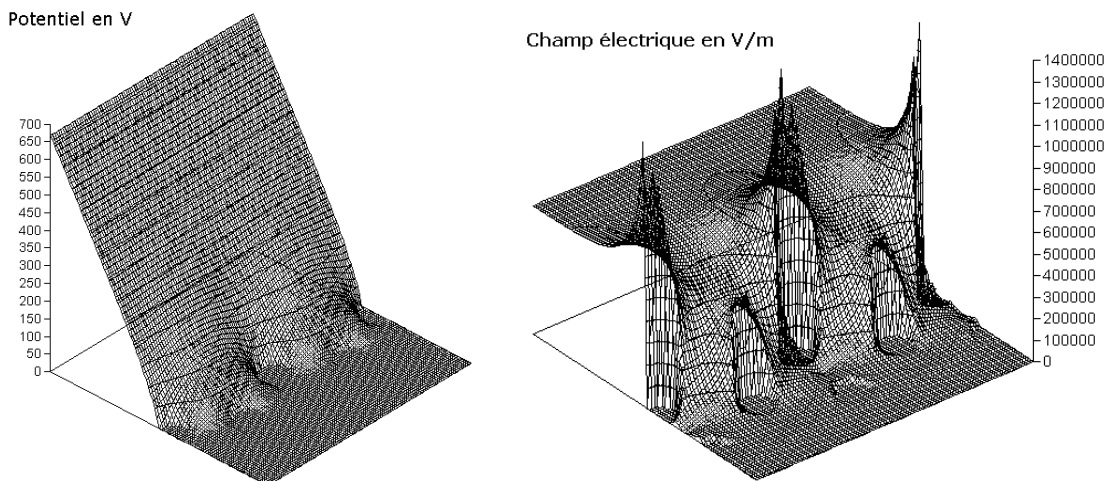
La solution « Femlab » est exportée et remaillée pour être compatible avec notre maillage $100 * 100$. Les champs de turbulence ne sont pas conservés pour simplifier le problème. Les champs électriques sont calculés par la solution de Laplace 2D ($\Delta V = 0$) avec un code VBA Excel et un maillage de $100 * 100$. Les conditions initiales étant les suivantes :

- condition de potentiel nul sur les fibres (4) ;
- condition de potentiel fixe sur la frontière avant du domaine (1) ;
- condition de potentiel flottant sur les autres frontières (2, 3 et 3').

Le code utilise la méthode des différences finies, et un schéma numérique à 5 points, qui converge de manière satisfaisante au bout de 2.10^4 balayages complets de la zone d'étude. Le champ électrique est ensuite déduit de la cartographie de potentiel.



Figures 8 et 9 : Cartographie du potentiel et du champ électrique au voisinage des fibres pour une matrice à 80% de porosité et 0,5 mm de diamètre de fibre. La condition de potentiel appliquée est de 680 volts, le champ électrique est gradué en V/m. On voit très nettement une augmentation du champ électrique sur la face des fibres voyant l'anode et comme conséquence une convergence des lignes de champ vers le sommet de ces fibres.



Figures 10 et 11 : Cartographie du potentiel et du champ électrique au voisinage des fibres pour une matrice à 80% de porosité et 0,25 mm de diamètre de fibre. La condition de potentiel appliquée est de 680 volts, le champ électrique est gradué en V/m.

Les cartographies des figures 8, 9, 10 et 11 montrent qu'il n'y a pas de progression du champ électrique au-delà de la première rangée de fibres. On peut donc s'attendre à ce que l'efficacité de filtration électrostatique soit uniquement cantonnée à cette première rangée. Jusqu'aux premières fibres le champ électrique est à peu près constant. Nous pouvons observer par contre une forte convergence des lignes de champ à la surface des fibres voyant l'anode, ce qui explique l'aspect très local de la filtration des particules. Les cartographies des champs de vitesse et des champs

électriques étant connues pour chaque nœud de notre maillage, nous pouvons injecter des particules dans le domaine d'étude et suivre leur trajectoire.

5.2. Migration des particules

Pour modéliser l'efficacité de la capture des particules, nous utilisons un certain nombre d'hypothèses :

- la turbulence et la diffusion brownienne ne sont pas prises en compte ;
- les particules entrent dans le domaine à la vitesse du gaz porteur et avec une charge équivalente à la charge de saturation locale ;
- les particules continuent à se charger au cours de leur progression si elles rencontrent localement des champs électriques suffisamment intenses (cette hypothèse n'est en pratique observée que quand la particule arrive très près de la surface des fibres, où les champs électriques sont très importants).

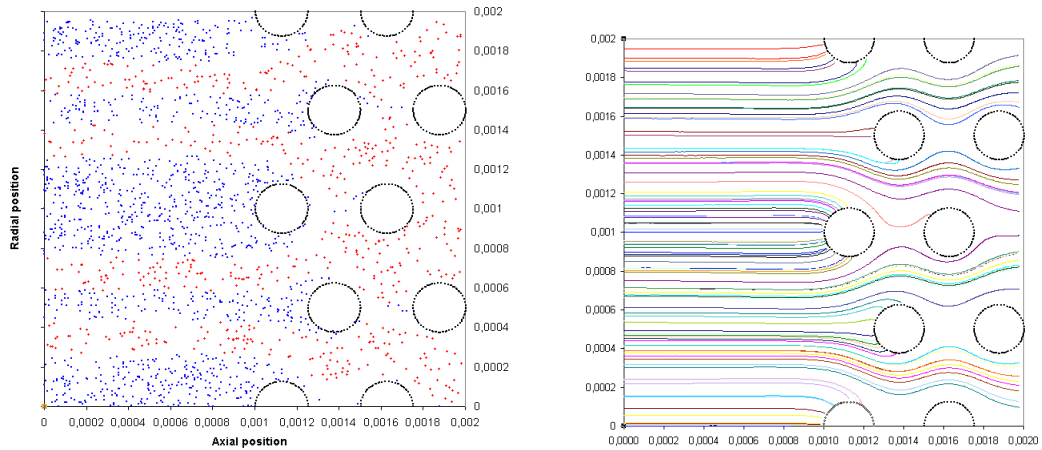
L'étude de la filtration des particules dans cette configuration fait appel à un grand nombre de paramètres : charge et constante diélectrique des particules, champ électrique moyen dans le domaine, porosité apparente de l'arrangement de fibres, diamètre des fibres collectrices, vitesse du gaz, viscosité du gaz et enfin température. Il est nécessaire de faire appel à un nombre adimensionnel pour caractériser la filtration, afin de réduire le nombre de paramètres pris en compte. Le comportement de la particule peut être complètement décrit par sa mobilité électrique μ_p :

$$\mu_p = \frac{C_c \cdot q_p}{3\pi\eta \cdot d_p} \quad (27)$$

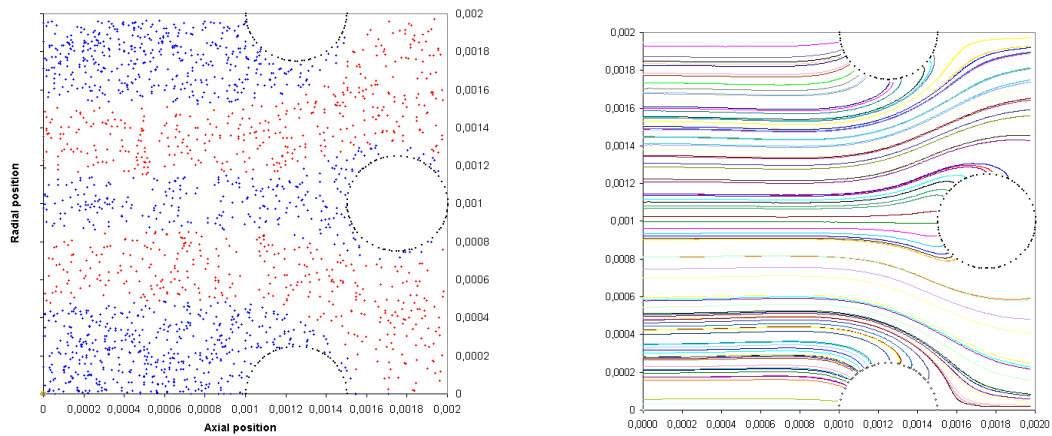
Le milieu extérieur peut être caractérisé par la vitesse frontale du gaz U_{frontale} (vitesse d'attaque en entrée du domaine de calcul) et le champ électrique E (dans la zone d'attaque du domaine, seul endroit où ce champ est constant et connu). Nous voulons générer un nombre adimensionnel qui rende compte du rapport entre la vitesse d'attraction de la particule vers les fibres, et la vitesse d'échappement des particules vers les zones à champ électrique nul (pas de filtration possible), que nous appellerons Nombre de mobilité N_m :

$$N_m = \frac{\mu_{p,e} \cdot E_{\text{entrée}}}{U_{\text{frontale}}} \quad (28)$$

Comme nous devons traiter des cas physiquement réalistes, nous allons garder une seule cartographie de champ électrique adaptée au réseau de fibres, et tester des vitesses d'approche de gaz de 0,005 à 25 m/s, avec des particules sphériques de 0,1 0,18 et 0,35 μm de diamètre. La masse volumique des particules n'est pas prise en compte : nous faisons l'hypothèse que leur inertie est nulle, en accord avec leur temps de relaxation très faible par rapport au pas de temps de calcul. Pour chaque configuration de fibres, 39 configurations de paramètres sont testées. Après injection d'une particule, le code se poursuit tant que celle-ci ne sort pas du milieu d'étude ou n'impacte pas une fibre. Si la particule impacte une fibre elle est comptée comme retenue, sinon elle est comptée comme non filtrée. Pour chaque configuration de paramètres, 1000 particules au moins sont injectées, ce qui permet à la fois d'avoir une bonne reproductibilité de l'efficacité calculée et un temps de calcul raisonnable (10 heures de calcul au total par matrice avec un PC de bureau). Les figures n°12 et 13, 14 et 15 montrent la position instantanée de 2000 particules de 0,35 μm et la trajectoire de 100 particules avec une vitesse de filtration frontale de 5 cm/s, pour deux configurations de fibres différentes. Comme la vitesse de filtration est relativement faible, la zone de capture des particules s'étendant autour des fibres est relativement étendue : les effets électrostatiques dominent. Sur les figures n°12 et 14, les particules en bleu sont celles retenues par les fibres du substrat filtrant, les particules en rouge sont celles qui s'échappent du domaine d'étude.



Figures n° 12 et 13 : position instantanée de 2000 particules et trajectoires de 100 particules pour une matrice à 80% de porosité et un diamètre de fibres de 0,25 mm. Le diamètre des particules est de 0,35 μm , la vitesse frontale de filtration de 5 cm/s, le champ électrique moyen de 6 kV/cm à l'entrée du domaine. Dans cet essai, les particules transportent en moyenne 40 charges élémentaires. L'efficacité calculée est de 59 %.



Figures n° 14 et 15 : position instantanée de 2000 particules et trajectoire de 100 particules pour une matrice à 80% de porosité et un diamètre de fibres de 0,5 mm. Le diamètre des particules est de 0,35 μm , la vitesse frontale de filtration de 5 cm/s, le champ électrique moyen de 6 kV/cm. Dans cet essai, les particules transportent en moyenne 40 charges élémentaires. L'efficacité calculée est de 62 %.

Il est maintenant possible de tracer la relation entre l'efficacité de filtration, le nombre de mobilité, et le type de matrice utilisé. La figure 16 montre une très bonne corrélation entre l'efficacité de filtration et le nombre de mobilité. Quelle que soit la matrice utilisée, nous constatons peu de différences entre les différents arrangements de fibres testés, malgré des surfaces développées allant de 1600 à 5300 m^2/m^3 . La surface développée, et donc la porosité et le diamètre des fibres, dans la gamme des surfaces développées étudiées, n'ont pas de grande influence sur l'efficacité de filtration. Tout au plus peut-on voir une légère augmentation de l'efficacité avec la surface développée. La courbe d'efficacité globale pour une rangée de fibre est modélisable par une relation empirique de la forme :

$$\eta_{\text{empirique}} = \frac{1}{1 + 1,5 \cdot \exp^{(-0,74 \cdot \ln(N_m))}} \quad (29)$$

La figure n°16 montre les courbes efficacité = $f(N_m)$ obtenues par simulation numérique.

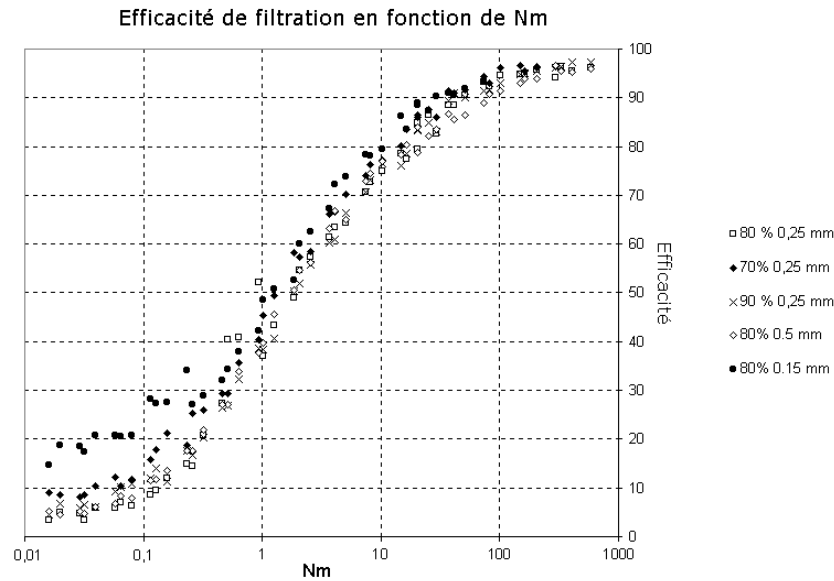


Figure n°16 : efficacité de filtration en fonction du nombre adimensionnel de mobilité N_m . La surface développée apparente des arrangements de fibres testés a une légère influence positive sur l'efficacité de filtration. L'augmentation importante de l'efficacité pour les faibles nombres de mobilité et les fortes surfaces développées (80% 0,15 mm) est due à de la diffusion numérique (le pas de déplacement des particules devient du même ordre de grandeur que l'écart entre les fibres).

5.3. Filtration avec écoulement tangentiel

Dans le cas où la filtration des particules n'est pas frontale, nous utilisons un coefficient empirique pour corriger l'efficacité de filtration en fonction de l'angle d'attaque du gaz porteur.

$$N_m \text{ utilisé} = N_m \text{ calculé} \left(1 + \frac{1}{A \cdot (1 - \cos(B))} \right) \quad (30)$$

Avec A angle d'attaque et B coefficient du modèle (12 dans le modèle utilisé).

La filtration passive des particules est presque négligeable par rapport à l'efficacité de filtration électrostatique, mais elle est tout de même intégrée au modèle de filtration. Au mieux cette efficacité représente quelques %. La filtration dans la masse n'est donc pas du tout un phénomène majoritaire.

6. Modélisation macroscopique : espace inter électrodes

Nous pouvons maintenant donner de manière semi-empirique l'efficacité locale de filtration des particules sur la surface interne de la matrice en fonction des paramètres électrostatiques et hydrodynamiques locaux, un modèle de filtration complet peut donc être construit.

6.1. Résolution des champs de vitesse et du champ électrique

La première étape consiste à mettre au point un modèle des courbes intensité-potentiel, en calant un modèle de type Peek et Townsend sur des points expérimentaux. La figure n°17 présente le résultat de cette modélisation, pour une distance inter électrodes de 10 mm, une anode centrale de diamètre 0,2 mm et une tension d'alimentation positive. Le modèle fonctionne assez bien pour des tensions inférieures à 11 kV. Au-delà, on observe une forte augmentation du courant de décharge non prédite par la théorie. Il est possible que cela soit dû à l'apparition locale de micro-couronnes négatives sur les aspérités de la cathode. La nature de la cathode elle-même n'a pas d'influence sur le courant de décharge.

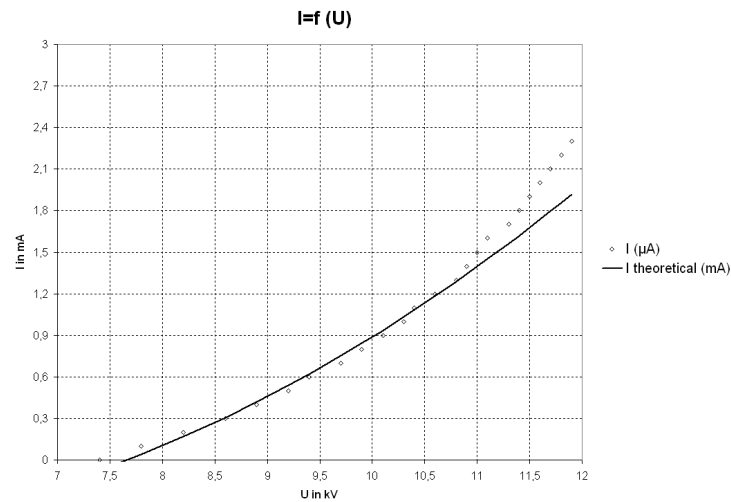


Figure n°17 : exemple de courbe intensité-potentiel à 20°C pour une matrice de 20 mm de diamètre interne et de 200 mm de long et avec une anode centrale de 0,25 mm.

Comme décrit plus haut dans la partie théorique, les équations de Maxwell sont résolues par la méthode des différences finies et discrétisées en 200 points (géométrie cylindrique). La figure n°18 montre un exemple de solution pour un courant de décharge non nul.

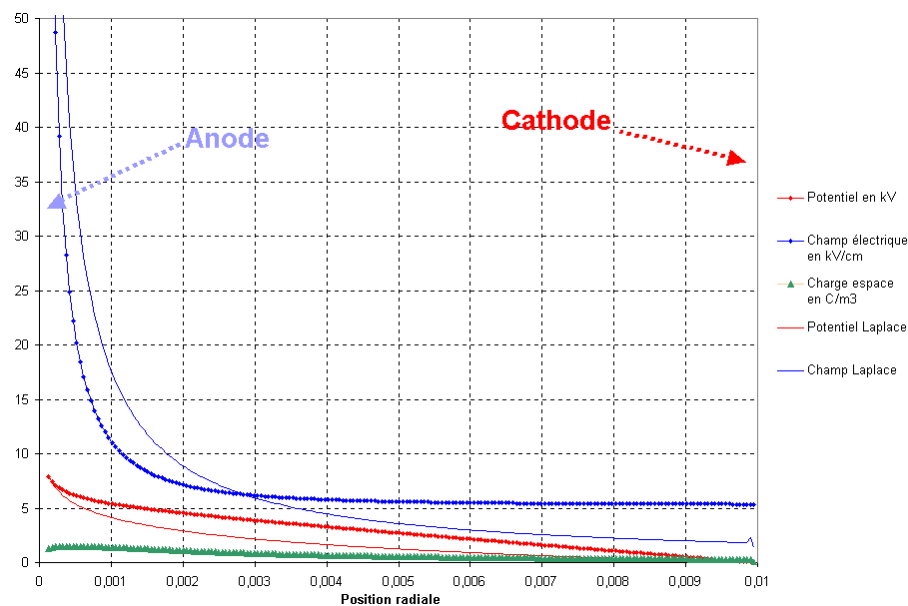


Figure n°18 : solution des équations de Maxwell dans l'espace inter-électrodes en géométrie cylindrique, avec un courant de décharge de 1000 μA , une tension de 7,9 kV, et une anode de 0,25 mm de diamètre.

La figure n°18 montre une forte distorsion du champ électrique lorsqu'une charge d'espace est appliquée (courbes bleue trait fin et points), confirmant ainsi les calculs de Zebboudj [33]. Nous voyons ainsi que le champ électrique est quasiment constant dans tout l'espace inter électrodes, l'idée de prendre une valeur de champ fixe pour le calcul du nombre de mobilité est donc pertinente, puisqu'il n'y a pas de grosses variations sur l'axe radial. La modélisation des champs de vitesse est réalisée par la méthode $k-\varepsilon$. Le pilote complet est pris en compte pour la modélisation. La figure 19 montre un exemple de résolution des champs de vitesse pour un débit de 15 kg/h d'air à froid, une matrice à 80 % de porosité et des fibres de 0,23 mm. On peut voir que le jet de gaz reste très cohérent dans l'espace inter électrodes, et que la majorité du gaz sort en fin de matrice, où les vitesses radiales sont beaucoup plus élevées que dans le reste de la matrice.

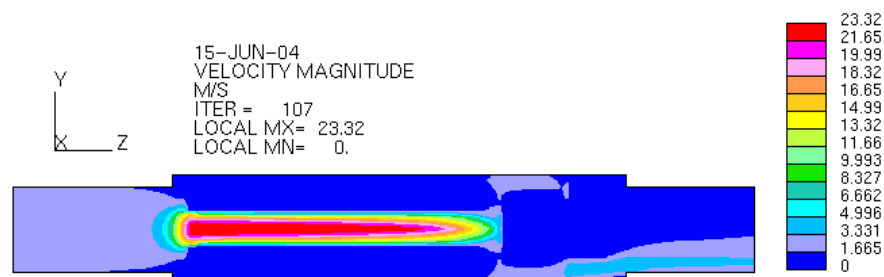
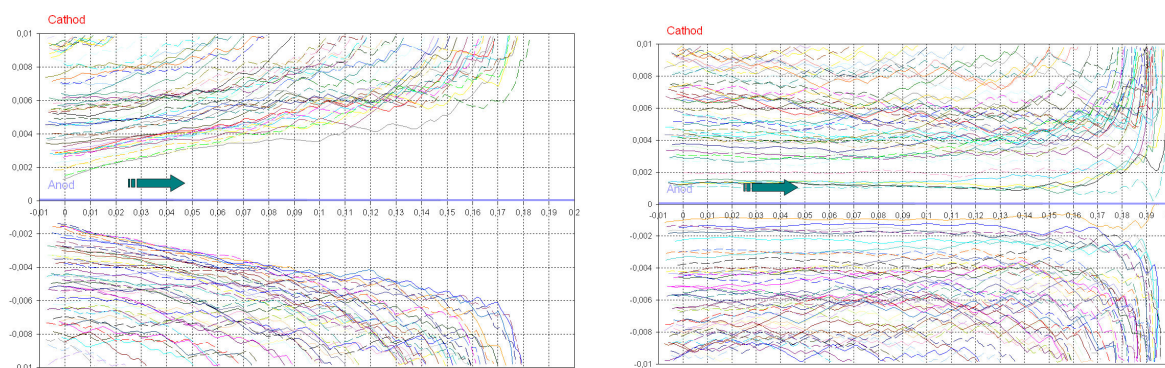


Figure n°19 : exemple de modélisation des champs de vitesse dans l'électrofiltre, pour un débit de 15 kg/h à froid (Star CD).

La modélisation est effectuée en 3D, puis une coupe 2D représentative est faite afin de l'intégrer au modèle de migration des particules. En chaque point du domaine, il est donc possible de connaître les conditions électrostatiques et hydrodynamiques appliquées à une particule. Pour améliorer la précision du calcul, une interpolation plane est réalisée sur chaque variable, par rapport aux trois nœuds les plus proches, afin de rendre les cartographies compatibles avec notre modèle de résolution en Visual Basic.

6.2. Migration des particules

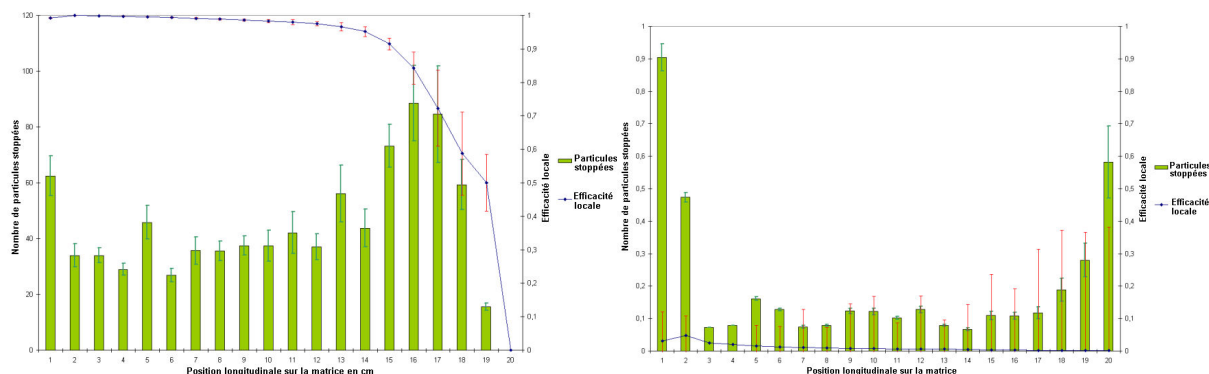
Les particules sont générées selon un mode log normal par méthode de Monte Carlo (tirs aléatoires sous une gaussienne). Les particules sont ensuite injectées de manière aléatoire sur toute la surface frontale d'entrée du domaine, les unes après les autres. Le calcul s'arrête lorsque la particule sort de l'espace inter électrodes, c'est-à-dire qu'elle rentre dans la matrice filtrante, ou qu'elle impacte sur une paroi solide (bride d'entrée ou de sortie). Le modèle de mouvement des particules avec hypothèse de régime de Stokes est systématiquement appliqué, ce qui permet de gagner beaucoup de temps de calcul sans dégrader la précision. Un millimètre avant de sortir du domaine de calcul, lorsque la particule entre théoriquement dans la zone de filtration fibreuse, ses caractéristiques de vitesse, de charge et de champ électrique locaux sont injectées dans un modèle de filtration, reprenant les modèles de filtration passive enrichis de la relation empirique de filtration électrostatique développée spécifiquement pour l'occasion.



Figures n°20 et 21 : trajectoire de 100 particules de 0,18 μm dans l'espace inter électrodes à 15 kg/h d'air froid, avec (gauche, figure 20) ou sans (droite, figure 21) champ électrique. Le courant de décharge est de 1000 μA , la tension de 7,9 kV.

Les figures n°20 et 21 montrent la trajectoire des particules avec et sans champ électrique appliqué. Le champ électrique provoque une certaine déviation des particules. Il est important de noter que la porosité de la cathode permet une chasse radiale naturelle des particules par le gaz vers les fibres conductrices, ce qui contrairement à une simple géométrie fil-cylindre, permet à chaque particule d'approcher la zone filtrante et d'avoir une chance d'être captée. Sans champ électrique, la majorité des particules sort en fond de matrice, en suivant les lignes de courant du fluide, l'efficacité est alors très faible. Enfin il apparaît clairement que les effets de la turbulence se font majoritairement sentir en fond de matrice où le maximum d'énergie est dégradé lors de l'impact du jet de gaz contre la bride aval. La chasse radiale du gaz en fond de matrice est l'intérêt principal du dispositif : si les vitesses de migration radiales des particules sont suffisamment importantes pour quitter l'espace inter électrodes

avant la zone des fortes vitesses radiales, la filtration se déroule à très faible vitesse radiale et à fort champ électrique et le gaz qui arrive en fond de matrice est déjà épuré avant d'attaquer frontalement la matrice avec des fortes vitesses.

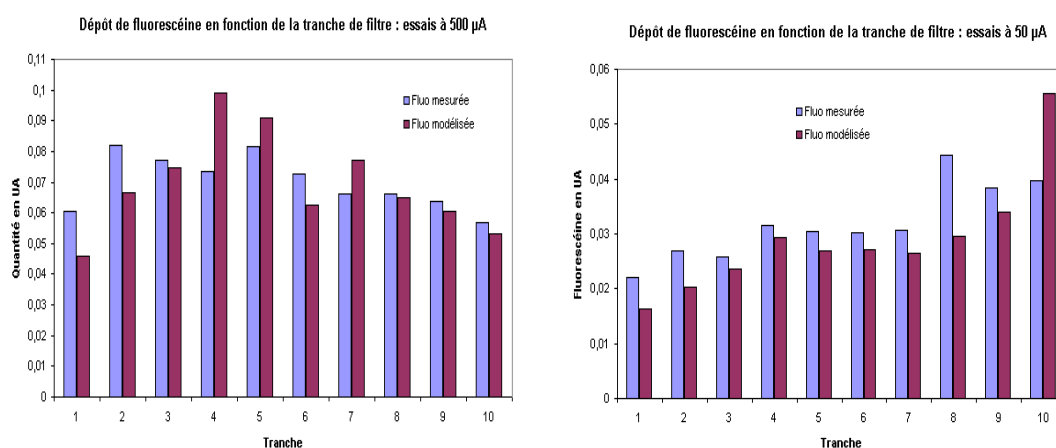


Figures n°22 et 23 : Répartition locale des particules filtrées et efficacités locales à 15 kg/h, avec ou sans champ électrique respectivement. Le courant de décharge est de 1000 µA, la tension de 7,9 kV.

Les figures n°22 et 23 montrent la répartition locale des particules arrêtées par la matrice sur l'axe longitudinal et des efficacités correspondantes. Alors que l'efficacité est maximale sur les portions de matrice où la vitesse radiale du gaz est peu importante, la quantité maximale des particules filtrées se situe dans une zone représentant un compromis entre le flux de particules et l'efficacité locale. L'essai à 15 kg/h est représentatif d'une zone de transition dans laquelle l'efficacité de filtration commence à être mise en péril par le flux de gaz : la zone de flux maximal des particules commence à se déplacer vers les zones de fortes vitesses radiales, et de faibles efficacités locales. Le seul moyen de rattraper la situation est d'augmenter le champ électrique et donc la dépense énergétique.

7. Comparaison essais expérimentaux / modélisation.

Le modèle doit maintenant être calibré sur des essais expérimentaux. Le choix d'utiliser un banc de filtration à la fluorescéine permet d'avoir le contrôle de tous les paramètres, surtout de ceux concernant la taille des particules. De plus, les dépôts de fluorescéine sont très faciles à détecter et à mesurer avec précision. Nous choisissons de réaliser 2 essais de filtration à 20°C et à 9 m³/h, à 50 et à 500 µA de courant de décharge (5,7 et 7,5 kV de courant de décharge respectivement). Les particules de fluorescéine ont une taille de particule de 0,18 µm (aérosol mono dispersé).



Figures n°24 et 25 : cartographies normées des dépôts de fluorescéine modélisés et mesurés, à 50 et 500 µA respectivement. Les efficacités totales sont de 32% et 29% à 50 µA pour l'expérimental et la modélisation respectivement, et de 70% et 69% à 500 µA pour l'expérimental et la modélisation respectivement.

Nous pouvons constater un très bon accord entre les résultats expérimentaux et les modélisations, moyennant une adaptation du modèle sur la vitesse de migration des particules (facteur 2). Comme il est fréquemment observé dans le domaine des précipitateurs électrostatiques, la vitesse de migration

des particules observée est plus importante que celle calculée en prenant comme hypothèse que les particules de fluorescéine sont des sphères.

8. Estimation du relargage.

Jusqu'ici, nous avons fait l'hypothèse que les particules sont idéalement fixées sur la surface du filtre à fibres. Ceci est vrai tant que la quantité de particules fixées est très faible (quelques mg/m²), ce qui est le cas des essais à la fluorescéine. Dans le cas du traitement de gaz très chargés en particules comme les gaz issus d'un échappement diesel par exemple, il est par contre impensable que notre dispositif stocke des suies sur le long terme. Les forces de frottement du gaz ne permettront pas une croissance infinie des structures agglomérées sur les fibres de la cathode. Nous considérerons par la suite pour le modèle de relargage que nous sommes en régime stationnaire et qu'il n'y a pas d'accumulation de masse sur le support fibreux.

Theerachaisupakij [66] propose de définir une vitesse d'arrachement à partir d'une taille critique d'agglomérats de particules sur une paroi, mais dans le cas idéal d'une conduite cylindrique. Il est possible par une analogie de passer d'un milieu poreux à un milieu constitué de pores droits cylindriques idéaux.

$$d_{pore} = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} d_f \quad (31)$$

Comme nous connaissons la porosité et le diamètre de fibre de nos matrices, il est possible de définir une vitesse de gaz à partir de laquelle les particules déposées dans les parois de ce tube fictif sont arrachées :

$$u_{critique} = 0,825 \cdot A_H^{4/7} \cdot I_{min}^{-8/7} \cdot \rho_g^{-4/7} \cdot \nu_c^{-1/7} \cdot d_{pore}^{1/7} \cdot k_0^{-8/7} \cdot \sin(\theta)^{4/7} \cdot d_p^{-4/7} \quad (32)$$

$$k_0 = \frac{d_{agg}}{d_p} \quad (33)$$

Comme nous pouvons estimer la vitesse de gaz dans les pores à partir de la vitesse radiale locale du gaz contre la matrice et de la porosité de la matrice, par un raisonnement inverse, il est possible de trouver un diamètre critique d'agglomérat local. Nous prenons I_{min} et θ donnés par Theerachaisupakij (4 Å et 17° respectivement). Lorsqu'une particule atteint la matrice à une certaine côte axiale, il est donc possible de déterminer la taille maximale d'agglomérat auquel la particule pourra contribuer. Le bilan de masse est utilisé de la manière suivante. Une particule diesel d'une certaine taille se fixe sur la matrice. Cette particule contribue à la hauteur de sa masse à un agglomérat de masse également connue (diamètre critique à la vitesse radiale calculée, masse volumique entre 100 et 10 kg/m³). Comme il faut un nombre très important de particules primaires pour faire un seul agglomérat relargué (plus que l'on ne peut en calculer dans un temps raisonnable), on considère que l'on rejette une fraction d'agglomérat de la même masse que la particule fixée. On peut ainsi reconstituer une répartition en nombre de l'aérosol relargué, directement comparable à l'aérosol initial et à l'aérosol non filtré, et respectant le bilan de masse des particules.

Une particule de masse volumique ρ_p et de diamètre d_p sort du domaine de calcul. Elle a une probabilité η d'être fixée puis relarguée sous la forme d'un agglomérat de taille d_{agg} et de masse volumique ρ_{agg} (régime permanent), et une probabilité $1 - \eta$ d'être rejetée sans interaction avec la matrice filtrante, donc sans changement d'état. N désigne le nombre total de particules considérées :

$$\begin{aligned}
 m_{\text{entrante}} &= \frac{\pi}{6} \cdot \rho_p \cdot d_p^3 \\
 N &= 1 \\
 m_{\text{sortante non filtrée}} &= (1 - \eta) \cdot \frac{\pi}{6} \cdot \rho_p \cdot d_p^3 \\
 N_{\text{sortant non filtré}} &= \frac{m_{\text{sortante non filtrée}}}{m_{\text{entrante}}} = 1 - \eta \\
 m_{\text{agglomérée et relarguée}} &= \eta \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \rho_p \cdot \left(\frac{d_p}{2}\right)^3 \\
 N_{\text{aggloméré et relargué}} &= \frac{m_{\text{agglomérée et relarguée}}}{m_{\text{agglomérat entier}}} = \frac{\eta \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \rho_p \cdot \left(\frac{d_p}{2}\right)^3}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \rho_{\text{agg}} \cdot \left(\frac{d_{\text{agg}}}{2}\right)^3}
 \end{aligned} \tag{34}$$

Cette méthode de relargage d'un nombre non entier de particules permet d'obtenir une répartition granulométrique presque continue de l'aérosol de sortie avec quelques milliers seulement de particules calculées en amont. Les figures n°26 et 27 montrent un exemple d'aérosol relargué à partir d'une population diesel standard traitée dans l'agglomérateur électrostatique. L'aérosol est reconstruit à partir d'une loi log-normale de mode 100 nm et d'écart type 1,6 nm (valeurs couramment rencontrées dans les échappements diesel).

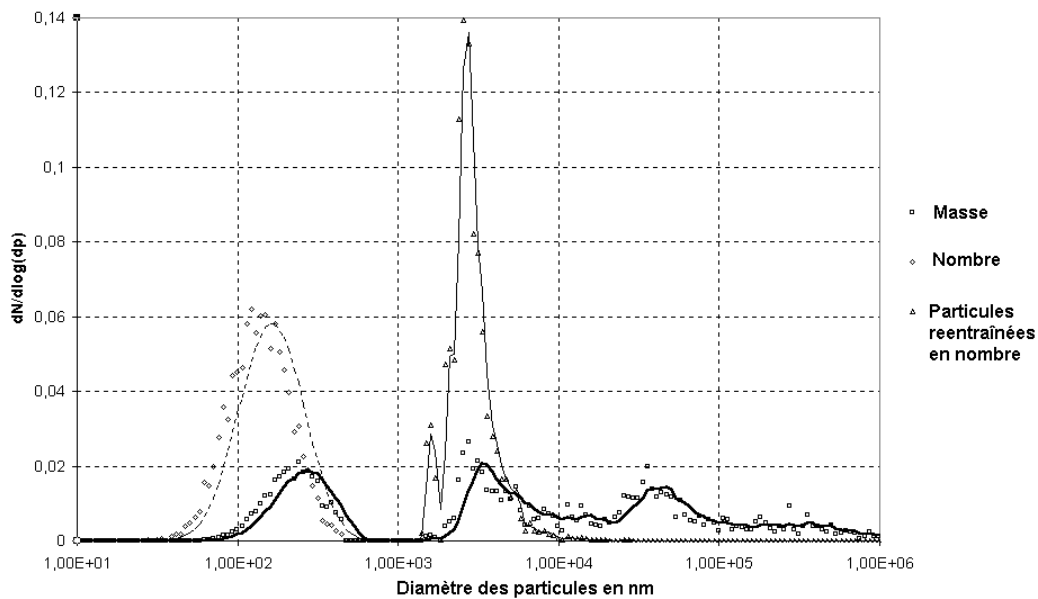


Figure n°26 : exemple de simulation d'un aérosol relargué à partir d'une population de particules diesel standard (1000 particules testées). La courbe en pointillés montre l'aérosol primaire amont en nombre. La ligne pleine épaisse montre la répartition en masse de l'aérosol relargué et non filtré et la ligne pleine fine montre cette répartition en nombre. L'essai simule une filtration à 25 kg/h et 200°C, avec un courant de décharge de 1000 µA et une tension de 7,9 kV. Le nombre de particules relarguées est renormé à partir de 1 µm, sinon il n'apparaît pas comparé au nombre de particules non filtrées (pic à 100 nm).

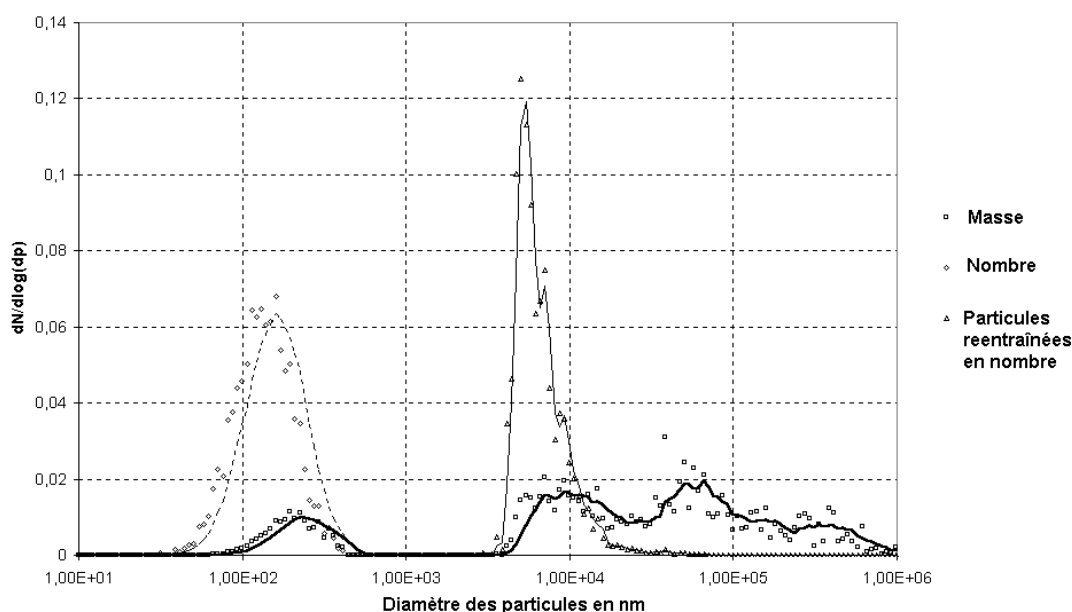


Figure n°27 : Le même essai réalisé à 15 kg/h et 200°C, avec un courant de décharge de 1000 μ A et une tension de 7,9 kV.

La modélisation montre que dans le cas du traitement d'un aérosol diesel, le diamètre des agglomérats relargués est nettement micronique, et diminue avec le débit traité, ce qui correspond bien à une augmentation de la vitesse interstitielle du gaz entre les fibres de la matrice. Nous pouvons distinguer 2 pics dans les particules relarguées en masse. Le premier pic (petits diamètres) correspond à la zone des fortes vitesses radiales en fond de matrice (5 derniers cm), où les particules croissent très peu avant relargage, et le deuxième à la sortie des particules sur tout le reste de la matrice (15 premiers cm), où les vitesses radiales sont nettement plus faibles. Dans le cas des petits débits traités ou des forts courants de décharge (forte énergie volumique injectée), les particules sont déviées avant les 5 derniers cm, et l'on n'observe qu'un pic de relargage situé dans les particules de diamètre supérieur à 10 μ m.

Ceci fait toute l'originalité du procédé. Si celui-ci est piloté correctement en énergie volumique, les particules sont déviées suffisamment tôt pour être filtrées dans des zones de très faibles vitesses radiales (fort nombre de mobilité) et le gaz qui arrive en fond de matrice et qui attaque l'arrangement de fibres avec une forte vitesse radiale est déjà débarrassé de sa charge particulaire.

9. Conclusion.

Nous avons mis au point un modèle numérique permettant de modéliser et de prévoir les tendances d'un procédé de filtration des particules submicroniques à cathode fibreuse. Le modèle est pour l'instant calibré sur des essais réalisés sur des particules de fluorescéine de 0,18 μ m (sans relargage), et est en cours de calibration sur des essais de traitement de gaz d'échappement diesel (efficacité plus relargage). Il apparaît dès aujourd'hui que les efficacités mesurées sont meilleures que celles prédites par le modèle, ce qui est courant en électrofiltration, et démontre l'inaptitude des relations empiriques et théoriques à prévoir le comportement de particules non sphériques.

La modélisation de la turbulence au niveau local dans l'espace inter-électrode est un des points cruciaux de la modélisation. Il est admis que le modèle $k-\varepsilon$ ne donne pas entièrement satisfaction sur les champs de turbulence, malgré son intérêt évident pour la résolution des équations de Navier-Stokes. Or il semble d'après nos calculs que la turbulence influe beaucoup la répartition locale d'arrivée des particules dans l'espace inter-électrodes, et donc l'efficacité de filtration.

Ce modèle a permis de montrer que l'influence de la nature de la cathode poreuse est faible en terme d'efficacité, car des effets de masquage nivellent globalement le développement du champ électrique contre les fibres de la cathode, suivant la densité de celles-ci. La voie consistant à optimiser le

système par ce biais ne présente donc aucun d'intérêt. L'influence du diamètre de l'anode ne semble pas non plus montrer d'influence importante. Si numériquement, augmenter le diamètre de l'anode semble améliorer légèrement l'efficacité, on observe expérimentalement d'une forte augmentation de l'instabilité électrique de la décharge (le champ électrique tend à devenir homogène, et la différence entre le potentiel d'ionisation et de claquage diminue).

Nous avons mis en évidence numériquement une bonne corrélation entre l'efficacité de filtration locale et le nombre de mobilité local de la particule, défini à partir de variables numériquement accessibles, mais expérimentalement difficiles à évaluer. L'influence de l'angle d'attaque n'a pu être définie autrement qu'empiriquement et sert actuellement de variable de calage du modèle.

Le comportement général du modèle montre que l'on peut s'attendre en terme de relargage à des particules largement microniques, ce qui dans le cas du traitement d'un échappement diesel est un gain important en terme de diminution des effets nocifs des particules diesel. Le défaut principal du procédé étant la forte vitesse radiale de sortie du gaz en bout de matrice, mais c'est aussi un atout dans le cas où le procédé est correctement piloté.

10. Bibliographie

[11] Theoretical model of electrostatic precipitator performance for collecting polydisperse particles. S. H. Kim, H. S. Park, K. W. Lee. *Journal of electrostatics* 50, pages 177-190, 2001.

[12] Experimental study of electrostatic precipitator performance and comparison with existing theoretical prediction models. S. H. Kim, K. W. Lee. *Journal of Electrostatics* 48, pages 3-25, 1999.

[17] Recent advancement in the physical modelling of electrostatic precipitators. I. Gallimberti. *Journal of Electrostatics* 43, pages 219-247, 1998.

[25] Stochastic simulation of particle charging and collection characteristics for a wire-plate electrostatic precipitator of short length. J. H. Goo, J. W. Lee. *Journal of Aerosol Science* 28 pages 875-893, 1997.

[26] Experimental and theoretical studies of ultra-fine particle behaviour in electrostatic precipitator. Zhuang, *Journal of electrostatics* Vol 48, pages 245-260, 2000.

[33] Current and electric field measurements in coaxial system during the positive DC corona in humid air. Y. Zebboudj, G. Hartmann. *The European Physical Journal Applied Physics AP* 7, pages 167-176, 1999.

[35] A mathematical model of electrostatic field in wires-plate electrostatic precipitators. Lami, *Journal of electrostatics* Vol 39, pages 1-21, 1997.

[36] On the effects of electrohydrodynamic flows and turbulence on aerosol transport and collection in wire-plate electrostatic precipitators. A. Soldati. *Journal of Aerosol Science* 31, pages 293-305, 2000.

[37] Corona simulation in wire duct electrostatic precipitator. J. Anagnostopoulos, G. Bergeles. *Journal of electrostatics* 54, pages 129-147, 2002.

[50] Computation of the electric field in wire electrode arrangements for electrostatic processes applications. D. Rafiroiu, C. Munteanu, R. Morar, A. Meroth, P. Atten, L. Dascalescu. *Journal of electrostatics* 51-52 pages 571-577, 2001.

[57] A Model to Predict the System Performance of an Electrostatic Precipitator for Collecting Polydisperse Particles. H. Bai, C. Lu, C. L. Chang. *Air and Waste Management Association* 45, pages 908-916, 1995.

[66] Reentrainment of deposited particles by drag and aerosol collision. W. Theerachaisupakif, S. Matsusaka, Y. Akashi, H. Masuda. *Journal of Aerosol Science* 34, pages 261-274, 2003.

- [76] Etude de la performance de filtres à fibre lors de la filtration d'aérosols liquides ou solides submicroniques. Penicot-Bauge, Thèse INPL-ENSIC, 1998.
- [78] System Modeling and Simulation, an introduction. Franck L. Severance. Wiley Editions.
- [80] A simple description of some inertia effects in the behaviour of heavy particles in a turbulent gas flow. L. Hajji, Ph. Pascal, B. Oesterlé. International Journal of non-linear Mechanics 31, pages 387-403, 1996.
- [87] Non Laplacian ion trajectories in mutually interacting corona discharges. A. Bouziane, C. Taplamacioglu, K. Hidaka, R.T. Waters. Journal of Physics. D. Applied Physics 30, pages 1913-1921, 1997.
- [88] Turbulent particle dispersion in an electrostatic precipitator. B. S. Choi, C. A. J. Fletcher. Applied Mathematical Modelling 22, pages 1009-1021, 1998.
- [89] Electrostatic Enhancement of the Collection Efficiency of Stainless Steel Fiber Filters. Kim, Sioutas, Chang. Aerosol Science and Technology 32, pages 197-213, 2000.
- [90] Electrostatic porous filter with a blocking electrode. D. Pnueli, C. Gutfinger, L. Moldavsky, K. Shuster, M. Fishman. Journal of Aerosol Science 31, pages 1371-1379, 2000.
- [91] On the filtration of fine aerosol particles by a dual-wire fibre filter. M. Chiruta, M. Slanina, M. Duca. Journal of electrostatics 39, pages 145-153, 1997.

Annexe K : Les particules diesel, théorie des amas fractaux

1. Introduction

Une manière générale d'aborder le monde des aérosols est de travailler avec des aérosols sphériques. La plupart des appareils de mesure font cette hypothèse et au mieux corrigent une éventuelle masse volumique différente de 1000 kg/m^3 . Ces hypothèses permettent de très bien corréler les mesures entre appareils, puisque dans ce cas toujours idéal, le diamètre de mobilité électrique est égal au diamètre aérodynamique et au diamètre optique réel.

Le cas des aérosols diesel est tout autre. Leur mode de formation, étudié précédemment, fait appel à l'agglomération de nombreuses sphérules primaires, pour former une « éponge » à structure dendritique (très ramifiée). La figure n°1 illustre le problème posé par les aérosols diesel (tiré de [75]).

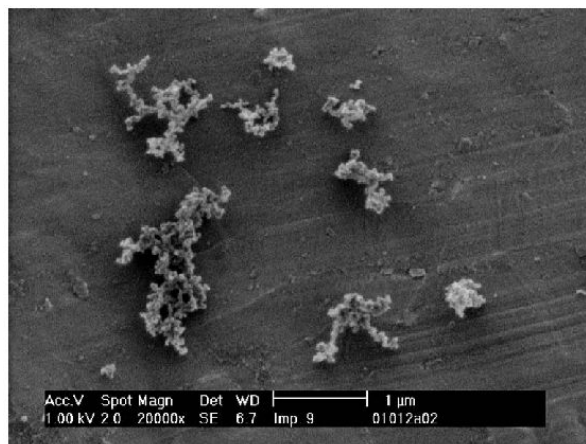


Figure n°1 : Les aérosols diesel dans la vraie vie. En plus d'avoir une forme complexe, ils sont poreux...

La description de ce type d'aérosols demande d'introduire la notion de dimension fractale D_f . La dimension fractale permet de savoir dans combien de dimensions se déploie une structure complexe. Par exemple si les sphérules sont déployés le long d'une ligne, leur dimension fractale sera de 1, s'ils sont déployés sur un plan, leur dimension fractale sera de 2, et s'ils sont déployés également dans toutes les directions de l'espace leur dimension fractale sera de 3. La dimension fractale peut bien entendue prendre des valeurs non entières, mais ne peut être inférieure à 1 et supérieure à 3 dans le cas précis des particules diesel.

2. Théorie

L'association entre structure des particules et géométries fractales a été réalisée pour la première fois en 1979 par Forest et Witten, mais c'est en 1987 que les particules diesel sont décrites pour la première fois de la sorte, avec l'utilisation de la « dimension fractale ». La dimension fractale se mesure directement de plusieurs manières, par analyse d'image, par mesure de la lumière absorbée ou par mesure directe du diamètre équivalent, avec la limitation que sur une photographie en 2 dimensions, on ne peut déterminer de dimensions fractales supérieures à 2, puisque la troisième dimension est à priori cachée. De multiples méthodes indirectes peuvent être utilisées pour déterminer la dimension fractale des aérosols diesel, sans aucune contradiction entre elle. La méthode générale utilisée est de comparer 2 propriétés mesurables de la particule (mobilité électrique et diamètre aérodynamique, ou diamètre aérodynamique et diamètre réel, ou mobilité électrique et masse réelle, etc.).

La dimension fractale permet de relier le diamètre de la particule primaire (sphérule élémentaire) ou diamètre de l'amas formé par agglomération (Forrest et Witten, 1979 ; Köylü, Xing et Rosner, 1995, Wentzel, 2003) :

$$N_p = k_g \cdot \left(\frac{r_g}{r_{pp}} \right)^{D_f} \quad (1)$$

Avec N_p nombre de sphérules primaires, k_g un facteur de proportionnalité nommé « facteur pré-fractal » ou coefficient de structure, r_g le rayon de giration ou rayon apparent de la particule, r_{pp} le rayon des sphérules élémentaires et D_f la dimension fractale. En traçant $\ln(N_p) = f(\ln(r_g/r_{pp}))$ sur un graphe, on obtient une pente de valeur D_f et une ordonnée à l'origine de valeur k_g .

2.1. Caractérisation photographique des amas fractaux

La méthode de référence actuelle pour caractériser les amas fractaux de sphérules élémentaires est l'analyse d'image. Comme nous l'avons vu, l'analyse d'image ne donne pas de bons résultats pour les dimensions fractales proches de 2 et supérieures à 2. Cependant cette méthode, moyennant adaptation, permet tout de même d'avoir une très bonne estimation de la dimension fractale et du facteur pré-fractal. La méthode de caractérisation est donnée de manière très détaillée par Brasil (1999, [92]). Jusqu'à récemment, les auteurs ne pouvaient faire autrement que de mesurer la dimension fractale directement et laisser de côté les problèmes de recouvrement de particules dus à l'orientation dans l'espace de l'amas. Dernièrement, les logiciels d'image numérique ont permis d'obtenir des images 2D d'amas 3D dont les caractéristiques sont connues et de corriger les effets de recouvrement par cheminement inverse. Expérimentalement, le recouvrement conduit à mesurer des dimensions fractales à peu près constantes, mais des facteurs pré fractaux sur-évalués. Le recouvrement peut être évalué par le paramètre de recouvrement :

$$C_{ov} = (d_{pp} - d_{ij}) / d_{pp} \quad (2)$$

Avec d_{ij} la distance entre deux particules adjacentes. Si $C_{ov} = 0$ les particules se touchent en un point par leur surface et si $C_{ov} = 1$ les particules sont confondues. La figure n°2 montre l'exemple d'agrégats simulés de 128 sphérules électuaires, avec l'influence du facteur de recouvrement observé sur k_g (d'après [92]) :

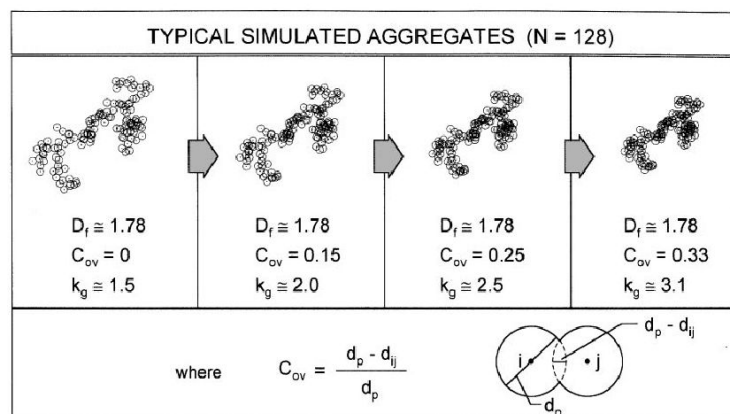


Figure n°2 : exemple d'agrégats simulés. Pour un même nombre de sphérule élémentaires, le facteur de recouvrement observé influence fortement la mesure du facteur pré fractal.

Par analyse statistique sur de nombreux amas reconstitués numériquement, Brasil donne une corrélation empirique permettant de retrouver le vrai facteur de recouvrement $C_{ov \text{ réel}}$ en fonction du facteur de recouvrement observé :

$$C_{ov \text{ réel}} = 1,1 \cdot C_{ov \text{ observé}} - 0,2 \quad (3)$$

La mesure du nombre de sphérules primaires est une tâche longue et il est plus rapide de les déduire de la surface projetée de l'amas, calculée à partir d'un logiciel d'analyse d'images, à l'aide de la relation suivante :

$$N_p = k_a (A_a / A_p)^\alpha \quad (4)$$

Avec A_a la surface projetée de l'amas, et A_p la surface projetée d'un sphérule primaire. La figure n°3 montre la corrélation entre le facteur de recouvrement et les coefficients d'ajustement de cette loi :

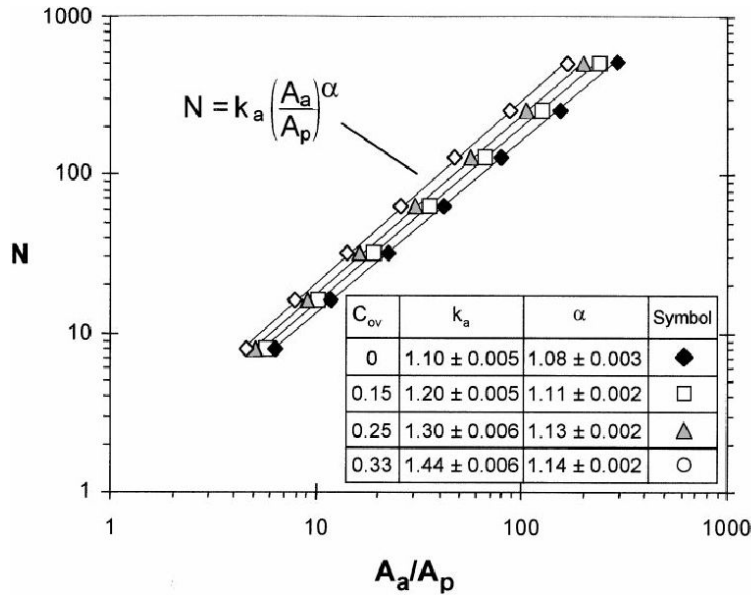


Figure n°3 : coefficients d'ajustement de la loi donnant le nombre de sphérules primaires en fonction de la surface projetée de l'amas et en fonction du coefficient de recouvrement réel.

Pour des suies de flammes éthylène air, Hu (2003, Publi [93]) Prend $k_a = 1,15$ et $\alpha = 1,09$. Le rayon de giration n'est pas une valeur facile à mesurer, contrairement à la longueur maximale projetée de l'amas L_a . Plusieurs auteurs proposent une relation de proportionnalité entre le rayon de giration et la longueur maximale projetée, de type :

$$L_a / 2.r_g = \text{constante} \quad (5)$$

Puri et al. (1993) trouve une constante de 1,78 sur un très petit échantillon de particules comptées, Köylü et al. (1995) trouvent une constante de 1,49 et Oh et Sorensen trouvent 1,45. Une bonne estimation consiste à prendre 1,5 [92]. Il est alors possible de substituer la longueur maximale projetée au rayon de giration :

$$N_p = k_L \left(\frac{L_a}{2.r_{sp}} \right)^{Df_L} \quad (6)$$

Avec L_a longueur maximale projetée, et k_L et Df_L facteur pré-fractal et dimension fractale basée sur la longueur maximale projetée. Les relations suivantes sont alors utilisées pour retrouver k_g et Df :

$$Df_L = Df \quad (7)$$

$$k_g = k_L \cdot (1,5)^{Df} \quad (8)$$

La procédure pour calculer la dimension fractale et le facteur pré-fractal est donc la suivante :

- mesure du facteur de recouvrement apparent sur un agglomérat et sur plusieurs couples de sphérules primaires, si possible en extrémité d'amas, et calcul du facteur de recouvrement réel ;

- mesure de la surface projetée de l'amas, de la surface moyennes de quelques sphérules primaires et de la longueur maximale projetée ;
- calcul du nombre de sphérules primaires ;
- calcul du rayon de giration ;
- calcul du rayon moyen d'un sphérule primaire ;
- pour une famille d'agglomérats, tracer $\ln(N_p) = f(\ln(r_g/r_{pp}))$ et déterminer graphiquement le facteur pré-fractal et la dimension fractale, ou pour une famille d'agglomérats, tracer $\ln(N_p) = f(\ln(L_a/2.r_{pp}))$ et déterminer graphiquement le facteur pré-fractal k_L et la dimension fractale D_f ; déduire alors D_f et k_g .

2.2. Données de la littérature

La plupart des auteurs se sont focalisés sur la mesure de la dimension fractale, mais pas sur la mesure du facteur pré fractal, qui permet de complètement caractériser la structure des amas fractaux [92]. La littérature abonde donc de valeurs à prendre pour la dimension fractale des suies et le diamètre des sphérules primaires. Cependant peu de valeurs de facteurs pré-fractaux sont disponibles. Elles sont souvent mesurées sur des agrégats formés dans des flammes éthylène – air et toujours calculés à partir d'analyse d'images, sans forcément appliquer la correction proposée par Brasil [92]. Ainsi Hu [93] donne des diamètres de sphérule primaire de 19 à 35 nm, une dimension fractale et un pré facteur de $1,74 \pm 0,11$ et $2,2 \pm 0,4$ respectivement. Evans (2003) cite des tailles de particules primaires de 50 nm et des dimensions fractales sur particules diesel de 1,28 (Kittelson, 1980, Kaye, 1994) et observe lui-même des dimensions fractales entre 1,02 et 1,8 (sur un générateur à électrodes de graphite Palas). Onishuk [95] reporte des dimensions fractales variables selon la position dans une flamme propane / air, entre 1,7 et 2,5. Wentzel [3] publie des diamètres de sphérules primaires de $6,6 \pm 1,7$ et de $22,6 \pm 6,0$ nm pour des suies Palas et diesel respectivement. Les suies diesel ont alors une dimension fractale de $1,7 \pm 0,13$. Globalement, les valeurs les plus couramment rencontrées sur particules diesel sont de 1,7 pour la dimension fractale et de 30 nm pour la taille des sphérules primaires, dans le cas de mesures par microscopie. Brasil [92] cite enfin des facteurs pré-fractaux allant de 1,23 à 3,47 dans la littérature et conseille de prendre 1,5 dans tous les cas.

A partir de la relation (1), il est possible de calculer une masse volumique théorique par la relation suivante :

$$\rho_{app} = \frac{\text{masse amas}}{\text{volume apparent amas}} \quad (9)$$

$$\rho_{app} = k_g \cdot r_g^{D_f-3} \cdot \rho_{pp} \cdot r_{pp}^{3-D_f} \quad (10)$$

Pour les sphérules primaires de suie, il est d'usage de prendre la masse volumique du graphite cristallin (entre 2000 et 2200 kg/m³). Les masses volumiques calculées par cette méthode et les valeurs de la littérature pour la dimension fractale donnent des valeurs de masse volumique très basses, largement en dessous des 1000 kg/m³ à 100 nm utilisés par les appareils de mesure classiques des particules diesel (type ELPI). C'est ainsi que très récemment commencent à sortir des publications avec des valeurs de dimension fractale plus élevée, de l'ordre de 2,15 pour les suies éthylène-air, et de 2,3 pour des suies diesel (mesures avec un DMA et un ELPI en cascade, pour comparer diamètre de mobilité et diamètre aérodynamique) [71]. Ceci conduit à des masses volumiques des particules plus réalistes (1200 kg/m³ à 50 nm et 300 kg/m³ à 300 nm). La masse volumique des particules diesel est donc variable en fonction de leur taille. Récemment également Wentzel (2003) publie des dimensions fractales de $2 \pm 0,1$ et des facteurs fractaux de $1,4 \pm 0,02$ pour des suies diesel et des suies Palas. Van Gulijk [75] trouve une dimension fractale moyenne de 2,4 en comparant les diamètres de mobilité et diamètres aérodynamiques de suies diesel (ELPI + SMPS).

Globalement comme il a été vu précédemment, les auteurs de publications sur la dimension fractale des suies travaillant sur des analyses d'images trouvent des valeurs plus faibles (<2) que ceux travaillant à l'aide de mesures physiques directes, qui trouvent des valeurs systématiquement supérieures à 2.

3. Physique des amas fractaux

Les amas fractaux ont des propriétés particulières héritées de leur structures ramifiées, qui les font s'éloigner notablement en terme de propriétés physique des particules idéalement compactes, sphériques et lisses. Il est nécessaire d'introduire un certain nombre de définitions avant d'expliciter mathématiquement les différents rayons pris en compte dans l'analyse des amas fractaux.

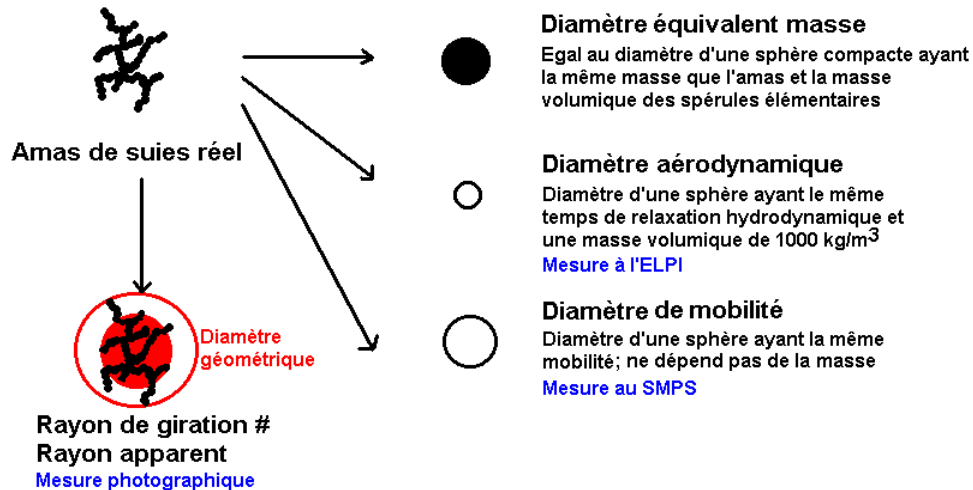


Figure n°4 : Différents diamètres peuvent être utilisés pour caractériser les amas fractaux que sont les particules diesel, en fonction de la méthode utilisée pour caractériser ceux-ci.

Les définitions des différents diamètres utilisés sont les suivantes :

Diamètre équivalent masse : le diamètre équivalent masse est le diamètre d'une particule compacte ayant la même masse que l'amas et la masse volumique des sphérules primaires le composant.

Diamètre de giration et diamètre géométrique: le diamètre de giration est relié à la structure physique de la particule et est à peu près égal au 2/3 de la plus grande dimension projetée de l'amas. La seule méthode pour déterminer ce diamètre est l'analyse d'image des amas déposés sur un support. Le diamètre géométrique est le diamètre de l'enveloppe circulaire pouvant contenir l'amas et centrée sur son centre de gravité. Il est égal ou supérieur à la plus grande longueur projetée.

Diamètre aérodynamique : le diamètre aérodynamique est le diamètre d'une sphère de masse volumique égal à 1000 kg/m³ et ayant le même temps de relaxation que l'amas. Le temps de relaxation est défini par la relation suivante (égal à la mobilité de la particule * masse):

$$\tau = \frac{C_c \cdot \rho_0 \cdot d_{ae}^2}{18 \cdot \eta} \quad \text{Avec } d_{ae} \text{ diamètre aérodynamique} \quad (11)$$

Cette caractéristique des amas est mesurée à l'aide d'appareils à impactions de type impacteurs d'Andersen ou ELPI (Electrical Low Pressure Impactor).

Diamètre de mobilité diffusionnelle : le diamètre de mobilité est le diamètre d'une sphère de même mobilité diffusionnelle ou électrique, la masse volumique de la particule ne jouant aucun rôle dans sa mobilité pour les petites particules. C'est la résultante des interactions entre le gaz porteur et les structures ramifiées de l'amas.

Un amas fractal peut donc être défini au moins par 4 diamètres différents, nous allons maintenant aborder les relations permettant de déduire des propriétés fractales des amas leurs différents diamètres.

3.1. Diamètre équivalent masse

La densité radiale de distribution des monomères dans un amas fractal à partir du centre et selon l'axe radial r est donnée par la relation suivante (Naumann, [74]) :

$$c(r) = \frac{Df}{3} r^{Df-3} \quad (12)$$

La masse d'une particule de rayon apparent $r_{\text{géo}}$ est donnée par :

$$m_p(r_{\text{géo}}) = \frac{4.\pi.\rho_{pp}.r_{pp}^3}{3.f} r_{\text{géo}}^{*Df} \quad (13)$$

Avec r_{pp} le rayon des sphérules primaires, ρ_{pp} la masse volumique des sphérules primaires, $r_{\text{géo}}^*$ le rayon géométrique normé par r_{pp} et f le facteur de remplissage, donné par la relation suivante :

$$f = \frac{1}{k_g} \left(\frac{Df + 2}{Df} \right)^{\frac{Df}{2}} \quad (14)$$

Ce facteur permet de prendre en compte le fait que même pour une particule sphérique la plus compacte possible constituée de sphérules, la compacité ne peut dépasser 74%. Le rayon équivalent masse théorique de la particule est :

$$r_m = \left[\frac{3.m_p(r_{\text{géo}})}{4.\pi.\rho_{pp}} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (15)$$

Cette détermination est théorique, car on ne sait pas correctement mesurer $r_{\text{géo}}$ exactement dans les faits. A noter que la masse peut également être déterminée plus simplement à l'aide du nombre de sphérules primaires et donc du rayon de giration ou de la longueur maximale projetée. Le facteur de remplissage f est couramment pris égal à 1,43, ce qui permet de calculer k_g à partir de Df [74] :

$$k_g = \frac{1}{f} \left[\frac{Df}{Df + 2} \right]^{-Df/2} \quad (16)$$

Cette méthode donne de bons résultats avec les données expérimentales.

3.2. Diamètre de mobilité en régime moléculaire continu

Excepté pour les particules de forte compacité, le diamètre de mobilité est sensiblement différent du diamètre géométrique. Ceci est dû aux interactions hydrodynamiques entre sphérules primaires, qui ont pour conséquence globale une diminution des forces de friction globales de l'amas et une diffusivité plus importante que le diamètre géométrique ne pouvait le laisser penser (Happel et Brenner, 1963). Willtzius a montré en 1987 que le rayon de mobilité était proportionnel au rayon de giration en régime moléculaire continu (cité par Van Gulijk, [75]). La solution analytique du problème n'a été traitée que dans le cas où les particules sont constituées d'un nombre restreint de sphérules primaires avec une structure bien définie. Pour les cas complexes, un traitement statistique est nécessaire, afin de s'affranchir des notions de structure interne de l'amas. L'approximation de Kirkwood-Riseman permet de donner une approche du coefficient de diffusion d'un amas de sphérules :

$$D_p = k_b.T.\mu_p(r_{pp}) \left[\frac{1}{N} + \left\langle \frac{1}{r_{ij}} \right\rangle \right] \quad (17)$$

Avec $\mu_p(r_{pp})$ la mobilité d'une sphérule élémentaire isolée, et r_{ij} distance entre les particules i et j (à mettre en relation avec le facteur de recouvrement explicité plus haut). En faisant l'hypothèse d'un régime de Stokes dans un fluide de viscosité η :

$$D_p = \frac{k_b.T}{6.\pi.\eta} \left[\frac{1}{N.r_{pp}} + \left\langle \frac{1}{r_{ij}} \right\rangle \right] \quad (18)$$

Relation très similaire à la relation donnant le coefficient de diffusion de l'amas

$$D_p = \frac{k_b.T}{6.\pi.\eta.r_{me}} \quad (19)$$

L'identification des termes donne l'approximation suivante :

$$\frac{1}{r_{me}} = \frac{1}{N.r_{pp}} + \left\langle \frac{1}{r_{ij}} \right\rangle \quad (20)$$

Le premier terme est négligeable devant le second d'après Van Gulijk. En introduisant la fonction de distribution radiale des paires de monomères ($h(r)$ est une fonction de coupure) :

$$g(r) = c(r).h(r) \quad (21)$$

On obtient $1/r_{me}$ par la relation suivante :

$$\left\langle \frac{1}{r_{ij}} \right\rangle = \frac{\int_{2.r_0}^{\infty} r.g(r).dr}{\int_{2.r_0}^{\infty} r^2.g(r).dr} \quad (22)$$

$$h(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{\xi^2}\right) \quad (23)$$

Avec ξ du même ordre de grandeur que $r_{géo}$. La solution analytique n'est connue que dans des cas bien définis, et dans le cas général, c'est à dire à Df compris entre 1 et 3, r_{me} est estimé numériquement et modélisé par une fonction polynomiale :

$$r_{me} = (-0,06483.Df^2 + 0,6353.Df - 0.4898).r_{géo} \quad (24)$$

On peut remarquer dès lors que le rapport rayon de mobilité / rayon géométrique n'est dépendant que de la dimension fractale, et pas de la taille initiale de la particule. Maricq (2004, [71]), cite des valeurs de r_{me} comprises entre 1,4 et $2.r_g$ en régime moléculaire continu.

Schmidt-Ott et al.(cités par Van Gulijk [75]) proposent une approche plus simple en régime moléculaire continu :

$$\frac{r_{me}}{r_{pp}} = \text{const.} N_p^{\frac{1}{Df}} \text{ valable pour toutes les dimensions fractales} \quad (25)$$

La constante est proche de 1 [75]. Hess, Frisch et Klein (1986, cités par Van Gulijk [75]), et Colbeck, Eletheriadis et Simons (1989, cités par Van Gulijk [75]), décrivent le rayon de mobilité en régime continu par la relation suivante :

$$\frac{r_{me}}{r_{pp}} = \text{const.} \frac{2.(2 + Df)^{0.5} (Df - 1)}{Df^{3/2}} N_p^{\frac{1}{Df}} \quad (26)$$

Avec une constante proche de 1. Vainshtein [94] propose une autre approche au problème de la mobilité des amas fractaux, en passant par leur perméabilité dans une loi de Darcy. L'auteur trouve que dans tous les cas, le diamètre de mobilité réel d'amas fractaux est moins important que le diamètre de mobilité d'une sphère compacte de même diamètre. Vainshtein définit ainsi un facteur de réduction de la force de traînée :

$$\Omega = \frac{\text{Force de traînée sphère poreuse}}{\text{Force de traînée sphère compacte}} = \frac{r_{me}}{r_{geo}} = \frac{2.\beta_b}{2.\beta_b^2 + 3} \quad (27)$$

$$\beta_b = \frac{r_{geo}}{k} \text{ paramètre adimensionnel de Brinckman} \quad (28)$$

La perméabilité globale k peut être estimée à partir de la porosité, en faisant l'hypothèse simplificatrice que la porosité est constante dans tout l'agrégat, ce qui n'est pas le cas comme nous l'avons vu. Cette simplification donne à 10 % près les mêmes valeurs de facteur de réduction de la force de traînée que dans le cas d'une porosité variable d'après l'auteur. La porosité moyenne d'un amas fractal est donnée par la relation suivante :

$$\varepsilon = 1 - N_p^{1-3/Df} \quad (29)$$

Et la perméabilité moyenne par (Happel, 1958) :

$$k = f(\varepsilon).d_{pp}^2 \quad (30)$$

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{9.(1 - \varepsilon)} \cdot \frac{3 - 4,5.\gamma + 4,5\gamma^5 - 3\gamma^6}{3 + 2.\gamma^5} \quad (31)$$

$$\gamma = (1 - \varepsilon)^{1/3} \quad (32)$$

Vainshtein décrit également des calculs complets réalisés à partir de géométries connues de type ellipsoïde, mais ne donne pas de relation permettant de relier le facteur de forme à la dimension fractale, ce qui rend l'utilisation des relations établies périlleuse. L'auteur montre que pour des particules de forte dimension fractale et de faible porosité (< 95%), les particules se comportent comme des sphères compactes.

3.3. Surface accessible

Xiong, Pratsinis et Weiner proposent une formule d'interpolation pour estimer la surface accessible d'un amas fractal, dans le cas de dimensions fractales comprises entre 2 et 3 :

$$S_{acc} = 4.\pi.r_{pp}^2.N_p^{Ds/3} \left[(Ds-2) \left(\frac{z}{N_p} \right)^{1-y} - Ds + 3 \right] \quad (33)$$

Avec Ds dimension fractale de surface (estimé à $6/Df$), $y = 0,86$ en l'absence d'autres valeurs disponibles (y doit au moins dépendre de Df). Naumann propose de prendre $z = 1$ et Xiong propose de prendre $z = 2$. Dans le cas où $Df < 2$, $Ds = 3$, et on a :

$$S_{acc} = 4.\pi.r_{pp}^2.N_p^{Ds/3} \left(\frac{z}{N_p} \right)^{1-y} \quad (34)$$

La surface accessible est globalement plus importante que dans le cas d'une particule sphérique compacte de rayon r_{me} , il est donc fortement possible que les phénomènes de charge électriques ne suivent pas les lois idéales prévues pour des sphères, ce qui invalide les procédures d'inversions utilisées dans les appareils de mesure de la mobilité électrique [3].

3.4. Diamètre de mobilité en régime moléculaire libre

Schmidt-Ott montre que Le diamètre de mobilité est proportionnel au rayon de giration en régime moléculaire libre lorsque Df est supérieur à 2 (1988, 1990, cité dans [75]). En effet la pénétration des molécules de gaz est faible et l'interaction avec les structures ramifiées en dehors de la périphérie de l'amas est faible.

$$\frac{r_{me}}{r_{pp}} = const.N_p^{\frac{1}{Df}} \quad 2 \leq Df \leq 3 \quad (35)$$

$$\frac{r_{me}}{r_{pp}} = const_2.N_p^{\frac{1}{2}} \quad 1 \leq Df \leq 2 \quad (36)$$

Les deux constantes étant proches de 1 [75]. La mobilité des amas fractaux dépend donc d'autant plus du nombre de sphérules primaires que la dimension fractale est proche de 1. Lorsque le parcours moyen des molécules de gaz du milieu devient grand devant la taille de la particule, il est préférable d'appliquer une correction par un coefficient de glissement sur r_{me} , mais en prenant comme rayon pour la correction un rayon efficace r_{eff} défini à partir de la surface accessible :

$$r_{eff} = \frac{S_{acc}}{4.\pi.r_{me}} \quad (37)$$

$$Cc_{reff} = 1 + 1,142 \frac{\lambda}{r_{eff}} + 0,588 \frac{\lambda}{r_{eff}} \exp\left(-0,999 \frac{r_{eff}}{\lambda}\right) \quad (38)$$

Le coefficient de diffusion devient alors :

$$D_p = \frac{k_b.T.Cc_{reff}}{6.\pi.\eta.r_{me}} \quad (39)$$

Et la mobilité électrique :

$$\mu_{p,e} = \frac{q_p.Cc_{reff}}{6.\pi.\eta.r_{me}} \quad (40)$$

3.5. Diamètre aérodynamique en régime moléculaire continu et libre

Le rayon aérodynamique (ou diamètre aérodynamique) est défini comme celui d'une sphère compacte ayant le même temps de relaxation que l'amas fractal, défini par rapport à une masse volumique de référence $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$ [74]. La relation suivante ne peut être utilisée que dans la mesure où l'on a déjà mesuré le rayon de mobilité équivalent :

$$r_{ae}^2 \cdot Cc_{rae} = \frac{\rho_{pp} \cdot r_m^3 \cdot Cc_{reff}}{\rho_{p,0} \cdot r_{me}} \quad (41)$$

Cette loi doit être résolue numériquement pour trouver r_{ae} en régime moléculaire libre. Le coefficient de glissement peut être pris égal à 1 en régime moléculaire continu, et la solution de la relation est ainsi immédiate. A noter qu'une particule (un amas) aura un diamètre aérodynamique d'autant plus petit qu'elle sera grande en taille pour une même masse, ce qui indique que les amas de suies diesel par exemple seront récupérés sur des plateaux d'impacteurs correspondant à des diamètres aérodynamiques plus petits que leur taille réelle... et que les impacteurs contenus dans les appareils de mesure type SMPS pour arrêter les grosses particules de suie sont mal dimensionnés.

En comparant le diamètre aérodynamique mesuré et le diamètre de mobilité par méthode de migration électrique par exemple, on peut déterminer la masse volumique apparente d'une particule, défini comme sa masse effective divisée par le volume d'une sphère de diamètre de mobilité équivalent [71] :

$$\rho_{app}(r_{me}) = \frac{\rho_{p,0} \cdot Cc_{rae} \cdot r_{ae}^2}{Cc_{me} \cdot r_{me}^2} \quad (42)$$

Contrairement à Naumann [74], l'auteur ne prend pas un coefficient de correction de Cunningham basé sur un rayon efficace tiré de la surface accessible. En régime moléculaire continu, Kütz (cité par Van Gulijk [75]) propose de prendre les relations suivantes pour estimer le diamètre aérodynamique :

En régime continu $\frac{r_{ae}}{r_{pp}} = \text{const} \sqrt{\frac{\rho_{app}}{\rho_{p,0}}} \cdot 2 \cdot r_{pp} \cdot N_p^{(Df-1)/2 \cdot Df} \quad 1 \leq Df \leq 3 \quad (43)$

En régime moléculaire libre $\frac{r_{ae}}{r_{pp}} = \text{const} 2 \frac{\rho_{app}}{\rho_{p,0}} \cdot N_p^{(Df-2)/Df} \quad 2 \leq Df \leq 3 \quad (44)$

En régime moléculaire libre $\frac{r_{ae}}{r_{pp}} = \text{const} 3 \frac{\rho_{app}}{\rho_{p,0}} \quad 1 \leq Df \leq 2 \quad (45)$

Cette dernière équation étant compréhensible du fait que les particules à dimension fractale très faible se comportent comme une seule particule élémentaire, étant donné que chaque partie de l'amas subit les mêmes forces d'inertie. Toutes les constantes des relations sont proches de 1 (Kütz, 1994). Le diamètre aérodynamique des amas fractaux est donc d'autant moins influencé par le nombre de sphérules constituant l'amas que la dimension fractale est proche de 1.

4. Considérations générales sur les méthodes de mesure des aérosols diesel

L'étude des interactions entre les aérosols complexes de type fractal et leur milieu n'a d'intérêt que dans la critique de la pertinence des appareils de mesure utilisés pour caractériser les suies diesel. Nous allons donc étudier deux appareils précis souvent utilisés sans le comptage des particules diesel : l'ELPI et le SMPS.

Le SMPS mesure la mobilité électrique des particules diesel. La mobilité est liée à la charge des particules, et à leur diamètre de mobilité équivalent. Les particules sont tout d'abord « neutralisées » par une charge radioactive qui amène les particules à un niveau de charge de type Boltzmann. Cet équilibre de Boltzmann étant bien connu, il est possible de savoir pour chaque classe de taille quelle est la proportion de particules portant, 1, 2 ou 3 charges. Les particules sont ensuite triées par un champ électrique, qui classe les particules par mobilité électrique, puis comptées par classe de mobilité par un CNC (Condensation Nuclei Counter). Comme les particules portant une seule charge sont majoritaires, il est possible via la mobilité électrique de remonter au diamètre de mobilité de la classe de particule. Un algorithme de correction permet d'affiner le calcul en éliminant les particules ayant deux charges ou plus et la même mobilité que la classe comptée.

Le problème vient de la protection en entrée de l'appareil. Un impacteur est dimensionné en entrée pour arrêter les particules entrantes de plus de 1 μm (diamètre aérodynamique), qui risquent d'être chargées plusieurs fois et de perturber la correction de charge de l'appareil. La densité des particules diesel étant très faible de par leur nature, de très grosses particules passent cette protection et viennent flouer la correction de charge de l'appareil. Globalement ceci conduit à une surestimation du nombre de particules totales. Il apparaît toutefois, d'après des analyses d'images, que le diamètre de mobilité donné par le SMPS soit relativement proche du diamètre apparent des aérosols diesel réels [75], ou du moins plus représentatif que le diamètre aérodynamique.

L'ELPI mesure un diamètre aérodynamique par impaction sur des plateaux mis en dépression pour permettre la collecte de très petites particules en augmentant le temps de relaxation. Les particules entrent dans un chargeur monopolaire par effet couronne et sortent avec une loi de charge connue dépendant de leur taille. Cette loi de charge est calibrée pour des particules sphériques. Admettons que les amas soient sphériques, leur très faible densité leur donne des temps de relaxation très faibles et ils impactent globalement sur les plateaux prévus pour des particules beaucoup plus petites. Comme leur taille est très importante (très fort diamètre de mobilité) ils se chargent beaucoup, et l'électromètre de détection mesure des courants très élevés avec un nombre de particules impactées faible. L'ELPI, bien que mesurant correctement les diamètres aérodynamiques, voit passer un flux de charge beaucoup trop important et surestime largement le nombre de particules mesurées. Il est même possible que la loi de charge d'amas non sphériques vienne encore perturber ce résultat. Ce qui est malgré tout surprenant, c'est que malgré ces limitations, les deux appareils donnent des résultats très similaires. Ces limitations sont à relativiser dans la mesure ou ces appareils servent avant tout à caractériser des systèmes filtrants, les erreurs absolues de mesures de concentrations sont donc d'importance mineure.

L'utilisation simultanée du SMPS et de l'ELPI permet par contre une caractérisation très fine des agglomérats diesel, avec une mise en évidence de leur masse volumique apparente, par comparaison des diamètres aérodynamiques et des diamètres de mobilité. Même si les relations donnant les différents diamètres sont plus ou moins simplifiées en fonction des besoins des auteurs, il apparaît que la masse volumique apparente des amas de suie diesel est d'autant plus faible que leur taille et leur dimension fractale sont élevées. Ceci laisse présager de multiples difficultés lorsqu'un modèle de migration des aérosols diesel doit être créé ; il faut en effet savoir de quel diamètre on parle dans les calculs.

5. Bibliographie

[3] Transmission electron microscopical and aerosol dynamical characterisation of soot aerosols. Wentzel, Journal of Aerosol Science, pages 1347-1370, 2003.

[71] The effective density and fractal dimension of soot particles from premixed flames and motor vehicle exhaust. Maricq, Journal of Aerosol Science non encore publié, Source www.sciencedirect.com, 2004.

[74] COSIMA – a computer program simulating the dynamics of fractal aerosols. Naumann, Journal of Aerosol Science Vol 34, pages 1371-1397, 2002.

[75] Measuring diesel soot with a scanning mobility particle sizer and an electrical low-pressure impactor : performance assessment with a model for fractal-like agglomerates. Van Gulijk, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 633-655, 2004.

[92] A recipe for image characterisation of fractal-like agglomerates. Brasil, Journal of Aerosol Science Vol 30, pages 1379-1389, 1999.

[93] Soot measurements at the axis of an ethylene/air non-premixed turbulent jet flame. Hu, Combustion and Flame Vol 134, pages 93-106, 2003.

[94] Mobility of permeable aggregates : effects of shape and porosity. Vainshtein, Journal of Aerosol Science Vol 35, pages 383-404, 2004.

[95] Evolution of structure and charge of soot aggregates during and after formation in a propane/air diffusion flame. Onischuk, Journal of Aerosol science Vol 34, pages 383-403, 2003.